

André Luiz Gonçalves Caetano

**ESTUDO DA PROPAGAÇÃO DO RUÍDO GERADO PELA
EXPANSÃO DE GÁS NO EVAPORADOR DE UM
REFRIGERADOR DOMÉSTICO**

Dissertação submetida ao Programa de
Pós-Graduação em Engenharia Mecâ-
nica da Universidade Federal de Santa
Catarina para a obtenção do Grau de
Mestre em Engenharia Mecânica
Orientador: Prof. Arcanjo Lenzi, Ph.D.

Florianópolis
2013

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor,
através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Universitária da UFSC.

Caetano, André Luiz Gonçalves

Estudo da propagação do ruído gerado pela expansão de gás no evaporador de um refrigerador doméstico / André Luiz Gonçalves Caetano ; orientador, Arcanjo Lenzi - Florianópolis, SC, 2013 .

107 p.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa Catarina, Centro Tecnológico. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.

Inclui referências

1. Engenharia Mecânica. 2. Ruído em refrigeradores. 3. Ruído de expansão. 4. Acústica de fluxos bifásicos. I. Lenzi, Arcanjo. II. Universidade Federal de Santa Catarina. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. III. Título.

André Luiz Gonçalves Caetano

**ESTUDO DA PROPAGAÇÃO DO RUÍDO GERADO PELA
EXPANSÃO DE GÁS NO EVAPORADOR DE UM
REFRIGERADOR DOMÉSTICO**

Esta Dissertação foi julgada adequada para obtenção do Título de “Mestre”, e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina.

Florianópolis, 14 de outubro de 2013.

Prof. Armando Albertazzi Gonçalves Jr., Dr. Eng.
Coordenador do Curso

Prof. Arcanjo Lenzi, Ph. D.
Orientador

Banca Examinadora:

Prof. Arcanjo Lenzi, Ph. D.
Presidente

Prof. Roberto Jordan, Dr. Eng.
Universidade Federal de Santa
Catarina

Prof. Erasmo Felipe Vergara
Miranda, Dr. Eng.
Universidade Federal de Santa
Catarina

Christian dos Santos, Dr. Eng.

A meu pai e a minha mãe.

AGRADECIMENTOS

É de Isaac Newton a frase: “Se pude ver mais longe, foi por estar de pé nos ombros de gigantes”. E foram muitos os gigantes sobre os quais me apoiei pra chegar até aqui. Os dois maiores, sem dúvida, meu pai e minha mãe.

Agradeço aos gigantes que formam a família LVA, em especial, meu amigo Zão, que me apresentou a ela.

Ao professor Arcanjo, meu orientador, gigante que sempre se mostrou mais preocupado comigo do que com o meu trabalho.

E aos pequenos gigantes José Antônio e Ana, meus irmãos e amigos. Espero um dia poder carregá-los nos ombros também.

“O que sabemos é uma gota; O que ignoramos é um oceano.”

(Isaac Newton)

RESUMO

Em sistemas de refrigeração por compressão mecânica de vapor, o compressor é geralmente apontado como a principal fonte de ruído. O aprimoramento contínuo desse componente, entretanto, acaba por evidenciar outras fontes de ruído, como por exemplo, o processo de expansão de gás. Este processo é geralmente acompanhado de oscilações de pressão que se propagam pelo fluido refrigerante, oscilações estas que são responsáveis pela excitação das paredes da tubulação do evaporador, que ao vibrarem, transmitem energia ao gabinete do refrigerador, fazendo deste o irradiador final de ruído. Esta dissertação apresenta um modelo numérico vibroacústico do evaporador contendo o fluido refrigerante, objetivando simular parte do caminho de transmissão de energia do ruído gerado pelo processo de expansão. Primeiramente, o fluido é modelado analiticamente, em diferentes condições de misturas das fases líquida e gasosa. Uma modelagem e validação estrutural do evaporador pelo Método dos Elementos Finitos é então apresentada. Por fim, é desenvolvido um modelo acoplado fluido-estrutural, que tem como dados de entrada as oscilações de pressão oriundas do processo de expansão medidas experimentalmente. Comparações com dados experimentais de aceleração das paredes do evaporador indicam que o modelo é capaz de prever o comportamento dinâmico da estrutura, e ser utilizado como ferramenta de auxílio na implementação de modificações estruturais no evaporador, visando à minimização de transferência de energia ao gabinete do refrigerador.

Palavras-chave: Escoamento Bifásico. Refrigeração. Ruído de Expansão.

ABSTRACT

In vapor compression refrigeration systems, the compressor is generally appointed as the main source of noise. The continuous improvement of this component, however, emphasizes other noise sources, like, for example, the gas expansion process. This process is usually accompanied by pressure oscillations which propagate through the refrigerant, being these oscillations responsible for excitation of the evaporator pipe walls, which vibrate and transmit power to the refrigerator cabinet, making this the final noise radiator. This paper presents a numeric vibroacoustic model of the evaporator containing the refrigerant fluid, in order to simulate part of the power path transmission of the noise generated by the expansion process. First, different patterns of gas and liquid phases mixtures are analytically modeled. A modeling and structural validation of the evaporator by the Finite Element Method is then presented. Finally, a coupled fluid-structure model is developed, whose input are the experimentally measured pressure oscillations arising from the expansion process. Comparisons with evaporator pipe walls' acceleration experimental data indicate that the model is able to predict the dynamic behavior of the structure, and be used as tool to assist in the implementation of structural changes in the evaporator, in order to minimize energy transfer to the refrigerator cabinet.

Keywords: Two-phase flow. Refrigeration. Expansion Noise.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Domicílios brasileiros com iluminação.....	1
Figura 2 - Selo ruído que passa a acompanhar os aparelhos eletrodomésticos a partir de 2014.	3
Figura 3 - Relação Pressão/Temperatura de alguns refrigerantes.....	4
Figura 4 - Estados termodinâmicos em um ciclo de refrigeração.....	5
Figura 5 - Esquema de um ciclo frigorífico ideal e de um refrigerador típico. ...	6
Figura 6 - Contribuição do processo de expansão no ruído total de um refrigerador doméstico.	9
Figura 7 - Caminho de propagação de energia do fenômeno de expansão até o ruído final irradiado.	9
Figura 8 - Vaporização do fluido no evaporador.....	13
Figura 9 - Padrões de escoamento típicos. (a) Bolhas; (b) Pistonado; (c) Estratificado; (d) Ondulatório; (e) Intermitente; (f) Anular.....	14
Figura 10 - Fluxo de massa através das superfícies de um cilindro.	15
Figura 11 - Seção transversal e condições de contorno de um tubo contendo fases separadas e os respectivos modelos numéricos em Elementos Finitos. ...	18
Figura 12 - Comparação analítico/numérica para um fluxo anular com $\alpha=7/16$	19
Figura 13 - Comparação analítico/numérica para um fluxo anular com $\alpha=127/128$	19
Figura 14 - Comparação entre fluxos anulares com diferentes razões de área..	20
Figura 15 - Velocidade do som em função de α	20
Figura 16 - Geometria simulando um escoamento de bolhas e dimensões do elemento hexagonal utilizado.	23
Figura 17 - Comparação analítico/numérica para um fluxo de bolhas com $C_v=1\%$	24
Figura 18 - Comparação analítico/numérica para um fluxo de bolhas com $C_v=1,1\%$ (analítico) e $C_v=1,0\%$ (numérico).....	25
Figura 19 - Velocidade do som em função da concentração volumétrica C_v	25
Figura 20 - Procedimento de obtenção da relação de dispersão.	27
Figura 21 - Seção transversal de um duto circular contendo um fluxo estratificado.....	28
Figura 22 - Sistema de coordenadas cilíndricas adimensionais.....	30
Figura 23 - Coeficiente de atenuação para diferentes valores de frequência e raios de tubulação.	31
Figura 24 - Relação entre a velocidade do som isoentrópica e a velocidade de fase.	32
Figura 25 - Perfil de temperatura normalizado pela temperatura no centro do tubo.	33
Figura 26 - Perfil de velocidade normalizado pela velocidade no centro do tubo.	33
Figura 27 - Perfil de temperatura normalizado pela temperatura no centro do tubo.	34

Figura 28 - Perfil de velocidade normalizado pela velocidade no centro do tubo.	34
Figura 29 - Geometria retangular representando uma bolha.	37
Figura 30 - Curva de atenuação para uma suspensão de bolhas de gás dispersas em fluido refrigerante HC-600a com concentração volumétrica de 0,1% e $R=0,357\text{mm}$.	37
Figura 31 - Comparação analítico/numérica para um fluxo de bolhas com $C_v=0,1\%$ e $R=0,357\text{mm}$.	38
Figura 32 - Distribuição normal de 200 partículas com raio médio $R=0,357\text{mm}$ e desvio padrão de 0,05mm (15%).	39
Figura 33 - Curva de atenuação para uma suspensão de bolhas de gás dispersas em fluido refrigerante HC-600a com concentração volumétrica de 0,1%, raio médio $R=0,357\text{mm}$ e desvio padrão de 15%.	39
Figura 34 - Comparação analítico/numérica para um fluxo de bolhas com $C_v=0,1\%$ e raio médio $R=0,357\text{mm}$ e desvio padrão de 15%.	40
Figura 35 - Curva de atenuação para uma suspensão de bolhas de gás dispersas em fluido refrigerante HC-600a com concentração volumétrica de 0,1% e $R=0,714\text{mm}$.	41
Figura 36 - Comparação analítico/numérica para um fluxo de bolhas com $C_v=0,1\%$ e $R=0,714\text{mm}$.	41
Figura 37 - Distribuição normal de 200 partículas com raio médio $R=0,714\text{mm}$ e desvio padrão de 0,1mm (15%).	42
Figura 38 - Curva de atenuação para uma suspensão de bolhas de gás dispersas em fluido refrigerante HC-600a com concentração volumétrica de 0,1%, raio médio $R=0,714\text{mm}$ e desvio padrão de 15%.	42
Figura 39 - Comparação analítico/numérica para um fluxo de bolhas com $C_v=0,1\%$, raio médio $R=0,714\text{mm}$ e desvio padrão de 15%.	43
Figura 40 - Evaporador do tipo tubo-aletado utilizado para a modelagem numérica.	46
Figura 41 - Modelo em Elementos Finitos do evaporador.	46
Figura 42 - Martelo de impacto com diferentes ponteiras e acelerômetro sendo calibrado.	47
Figura 43 - Espectros da força resultante do uso de diferentes ponteiras.	48
Figura 44 - Pontos de impactação e resposta para obtenção das FRF's experimentais.	49
Figura 45 - Evaporador suspenso por cabos flexíveis.	50
Figura 46 - FRF: Aceleração (Ponto 5)/Força (Ponto 7).	50
Figura 47 - Coerência: Aceleração (ponto 5): Força (Ponto 7).	51
Figura 48 - Modelo numérico estrutural do evaporador (Elementos tipo casca) e modelo numérico do fluido (elementos tipo sólido).	52
Figura 49 - Detalhes do modelo numérico da tubulação (Elementos tipo casca) e modelo numérico do fluido (elementos tipo sólido).	52
Figura 50 - Resposta estrutural na forma de deslocamento (m) a uma excitação de pressão unitária (1 Pa) com variação temporal harmônica em 250 Hz.	53
Figura 51 - Pontos de medição de temperatura do refrigerador.	55

Figura 52 - Variação de temperaturas ao longo dos ciclos nos pontos 2, 3 e 4.	56
Figura 53 - Variação de temperaturas ao longo dos ciclos nos pontos 5 e 6....	57
Figura 54 - Variação de temperaturas ao longo dos ciclos nos pontos 7, 8 e 9.	57
Figura 55 - Variação de temperaturas ao longo dos ciclos nos pontos 14, 15 e 16.....	58
Figura 56 - Variação de temperaturas ao longo dos ciclos nos pontos 17, 18 e 19.....	58
Figura 57 - Sinal da tensão de alimentação do compressor.....	59
Figura 58 - Montagem experimental de dois refrigeradores contendo partes diferentes do ciclo de refrigeração.....	60
Figura 59 - Níveis de Potência Sonora do refrigerador.....	61
Figura 60 - Evaporador instrumentado com acelerômetros.....	62
Figura 61 - Montagem do transdutor de pressão com algumas dimensões [mm] indicadas.....	63
Figura 62 - Variação da pressão interna com o tempo.....	64
Figura 63 - Variação da aceleração na entrada do evaporador com o tempo....	65
Figura 64 - Variação da aceleração no gabinete com o tempo.....	65
Figura 65 - Variação do nível de pressão sonora na câmara reverberante com o tempo.....	66
Figura 66 - Espectro da pressão interna medida na entrada do evaporador.....	67
Figura 67 - Comparação Numérico/Experimental da aceleração na entrada do evaporador.....	67
Figura 68 - Comparação Numérico/Experimental da aceleração na saída do evaporador.....	68
Figura 69 - Comparação Numérico/Experimental da aceleração no meio do evaporador.....	68
Figura 70 - Variações resultantes da alteração da espessura de parede – Entrada do evaporador.....	70
Figura 71 - Variações resultantes da alteração da espessura de parede – Meio do evaporador.....	70
Figura 72 - Variações resultantes da alteração da espessura de parede – Saída do evaporador.....	71
Figura 73 - Variações resultantes da alteração do material da serpentina – Entrada do evaporador.....	71
Figura 74 - Variações resultantes da alteração do material da serpentina – Meio do evaporador.....	72
Figura 75 - Variações resultantes da alteração do material da serpentina – Saída do evaporador.....	72

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Vida útil e posse média de equipamentos eletrodomésticos.....	2
Tabela 2 - Propriedades do refrigerante HC-600a.	21
Tabela 3 - Equipamentos utilizados na obtenção das FRFs.....	48
Tabela 4 - Equipamentos utilizados para a obtenção dos níveis de potência sonora.....	60
Tabela 5 - Equipamentos utilizados para a obtenção da pressão interna do escoamento e das acelerações da tubulação.....	62

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

FEM – Método do Elemento Finito (*Finite Element Method*)

HC – Hidrocarboneto

HFC – Hidrofluorcarboneto

NPS – Nível de Pressão Sonora

LISTA DE SÍMBOLOS

$()_0$	Subíndice referente ao meio sem distúrbios	[-]
$()_1$	Subíndice referente à fase 1	[-]
$()_2$	Subíndice referente à fase 2	[-]
A	Área de seção transversal	[m ²]
c	Velocidade do som no meio	[m/s]
c_p	Calor específico a pressão constante	[J/kgK]
c_v	Calor específico a volume constante	[J/kgK]
C_v	Concentração volumétrica de partículas	[-]
D	Diâmetro	[m]
e	Base dos logaritmos naturais	[-]
f	Frequência	[Hz]
f_i	Frequência de relaxação de condução de calor.....	[Hz]
f_{tr}	Frequência de relaxação de translação de partículas	[Hz]
i	$\sqrt{-1}$	[-]
K	Módulo de compressibilidade adiabático	[kg/ms ²]
k	Número de onda complexo.....	[rad/m]
\tilde{k}	Número de onda de compressão	[rad/m]
\tilde{K}	Número de onda térmica	[rad/m]
L	Comprimento.....	[m]
N_T^2	Razão de módulos de compressibilidade isotérmicos.....	[-]
P	Pressão absoluta.....	[Pa]
p	Pressão acústica.....	[Pa]
p_0	Pressão estática.....	[Pa]
Pr	Número de Prandtl.....	[-]
Q_H	Taxa de transferência de calor para o ambiente externo	[W]
Q_L	Taxa de transferência de calor para o ambiente interno	[W]
R	Raio do tubo	[m]
s	Número de onda de cisalhamento	[-]
s_0	Perímetro da seção transversal de um duto.....	[m]
T	Temperatura.....	[°C]
t	Tempo.....	[s]
u	Velocidade de partícula	[m/s]
x	Distância.....	[m]
α	Razão de áreas	[-]
β	Coeficiente de dilatação térmica.....	[1/K]
Γ	Número de onda complexo.....	[-]
γ	Razão de calores específicos	[-]
δA	Variação de área	[m ²]

δT	Excesso de temperatura	[K]
$\delta \rho$	Excesso de densidade	[kg/m ³]
η	Coordenada adimensional	[-]
ν	Viscosidade cinemática	[m ² /s]
ξ	Coordenada adimensional	[-]
ρ	Densidade específica	[kg/m ³]
σ	Condutividade termométrica	[m ² /s]
τ	Condutividade térmica	[W/mK]
ω	Frequência angular	[rad/s]
ω_r	Frequência reduzida	[-]

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	1
1.1 PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO DO REFRIGERADOR.....	3
1.2 FONTES DE RUÍDO.....	7
1.3 ESCOAMENTOS COMO FONTES DE RUÍDO	8
1.4 ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO.....	10
2 ESCOAMENTO BIFÁSICO.....	13
2.1 FLUXOS SEPARADOS.....	15
2.2 FLUXO DE BOLHAS	21
2.4 ATENUAÇÃO DAS ONDAS ACÚSTICAS.....	26
2.4.1 EFEITOS VISCOTÉRMICOS.....	27
2.4.2 ATENUAÇÃO EM DISPERSÕES	35
3 MODELO NUMÉRICO DO EVAPORADOR	45
3.1 MODELO NUMÉRICO ESTRUTURAL	45
3.2 MODELO NUMÉRICO FLUIDO-ESTRUTURAL	51
4 DADOS EXPERIMENTAIS	55
4.1 DETERMINAÇÃO DOS NÍVEIS DE POTÊNCIA SONORA	55
4.2 DETERMINAÇÃO DOS NÍVEIS DE PRESSÃO INTERNA DO ESCOAMENTO E DAS ACELERAÇÕES DAS PAREDES DAS TUBULAÇÕES.....	61
5 CONCLUSÕES	75
5.1 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	76
REFERÊNCIAS	79

1 INTRODUÇÃO

A finalidade dos sistemas de refrigeração, ar condicionado e aquecimento é basicamente fazer com que, através de ciclos termodinâmicos, o calor percorra um caminho oposto ao que percorreria naturalmente. No ambiente doméstico, o aparelho mais comum que se utiliza desse princípio é o refrigerador, destinado principalmente à conservação de alimentos pela manutenção da temperatura de um compartimento isolado abaixo da temperatura ambiente.

A importância deste equipamento no cotidiano contemporâneo evidencia-se não somente devido à sua finalidade, mas também em dados divulgados por institutos oficiais de pesquisa. Segundo estimativa da Empresa Brasileira de Pesquisa Energética, até o ano de 2015 todos os domicílios brasileiros terão ligação à rede elétrica, conforme ilustrado na Figura 1. Considerando-se o maior número de ligações na rede elétrica, somado ao maior poder aquisitivo da população, projeta-se um substancial aumento na posse média de eletrodomésticos por residência, alcançando-se no ano de 2019 o número estimado de um refrigerador por domicílio, em média, segundo dados apresentados na Tabela 1, juntamente com informações referentes à vida útil média de alguns eletrodomésticos.

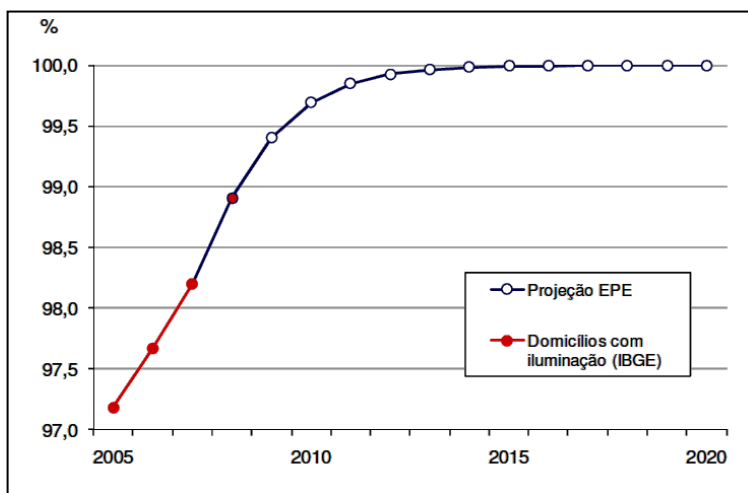


Figura 1 - Domicílios brasileiros com iluminação.

Fonte: (EPE - EMPRESA DE PESQUISA ENERGÉTICA, 2010).

Tabela 1 - Vida útil e posse média de equipamentos eletrodomésticos.

Equipamento	Vida útil	Posse média (Equipamentos por 100 domicílios)		
	Anos	2010	2014	2019
Ar condicionado	15	20	23	24
Refrigerador	15	96	100	100
Congelador	15	19	17	16
Chuveiro elétrico	15	84	85	86
Máquina de lavar roupas	15	63	67	72
Televisão	14	138	155	177
Lâmpadas ¹	1,5	7,55	7,59	7,63

Fonte: (EPE - EMPRESA DE PESQUISA ENERGÉTICA, 2010).

Os dados apontam claramente para uma crescente demanda formada não somente por novos consumidores, mas também por uma enorme parcela da população que renova constantemente seus aparelhos. Esse gradativo aumento de consumidores alimenta um nicho cada vez maior de clientes exigentes, que primam pela qualidade dos equipamentos que adquirem nos mais diferentes aspectos, seja no consumo de energia, no *design* ou no nível de ruído irradiado pelo produto.

Quanto à preocupação com a qualidade acústica associada aos sistemas domésticos de refrigeração, sabe-se que esta remonta aos primeiros refrigeradores comercializados. Em 1927, após estabelecer um departamento de refrigeração e fabricar os primeiros refrigeradores domésticos, a General Electric ostentava em sua propaganda o slogan: “seu funcionamento é praticamente silencioso a três pés de distância do refrigerador” (NAGENGAST, 1997). O cuidado com o controle do ruído irradiado aumentou muito ao longo do tempo e é hoje um critério extremamente importante na concepção de novos produtos, não sendo encarado como uma simples questão de conforto, mas sim, como um diferencial levado em conta pelo cliente.

Ressaltando ainda mais a importância do controle do ruído proveniente do funcionamento de equipamentos eletrodomésticos, no Brasil, de forma semelhante ao selo indicativo do consumo de energia elétrica que acompanha os aparelhos eletrodomésticos, com o objetivo de combater a poluição sonora e incentivar o consumidor a optar por eletrodomésticos mais silenciosos, o Conama (Conselho Nacional de Meio

¹ Número médio de lâmpadas por domicílio.

Ambiente) e o Inmetro (Instituto Nacional de Metrologia) instituíram o selo ruído, indicado na Figura 2, que a partir de 2014 acompanhará os eletrodomésticos e indicará o Nível de Potência Sonora emitido pelo aparelho quando em funcionamento (CONSELHO NACIONAL DO MEIO AMBIENTE, 1990).

Programa Silêncio		
	SELO RUÍDO RESOLUÇÃO CONAMA 020/94	
Eletrodoméstico		
Fabricante		
Marca		
Modelo/Tensão		
Norma Utilizada		
Nível de Potência Sonora		XX db (A)
Nº da Licença do IBAMA	Verificado por:	Área para aplicação da marca do OVD
	OVD-XXXX	

Figura 2 - Selo ruído que passa a acompanhar os aparelhos eletrodomésticos a partir de 2014.

1.1 PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO DO REFRIGERADOR

O controle do ruído associado ao funcionamento de qualquer sistema requer o conhecimento das principais fontes geradoras de ruído e das formas de propagação do som nesses sistemas. Assim sendo, faz-se necessário um breve resumo do princípio de funcionamento de um refrigerador doméstico típico, a fim de identificar e descrever essas fontes e caminhos de transmissão.

Deve-se ressaltar ainda a existência de várias formas de refrigeração, como a refrigeração termoeletrica, a refrigeração termomagnética e a refrigeração por absorção. A grande maioria dos sistemas domésticos de refrigeração, entretanto, baseia-se na refrigeração por compressão mecânica de vapor.

A refrigeração por compressão mecânica de vapor aproveita-se da relação direta entre a pressão de evaporação (mudança de fase) e a tem-

peratura de uma substância pura, denominada refrigerante. Pode-se então controlar a temperatura pelo controle da pressão de evaporação da substância, que, por sua vez, pode ser controlada pelo acionamento de um compressor. Dois fluidos refrigerantes amplamente empregados são o HFC-134a e o HC-600a, que têm suas curvas de relação pressão de evaporação/temperatura indicadas na Figura 3.

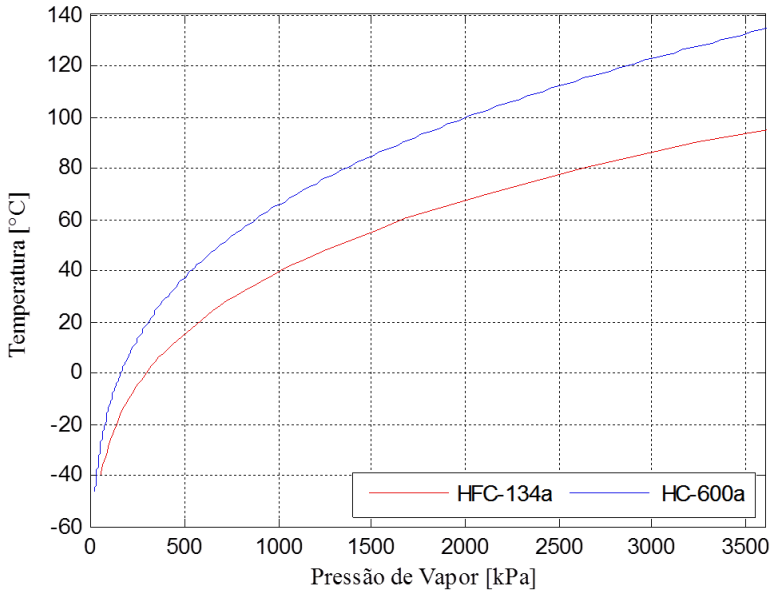


Figura 3 - Relação Pressão/Temperatura de alguns refrigerantes.

Num sistema de refrigeração por compressão mecânica de vapor ideal, o fluido refrigerante circularia por um circuito removendo calor de um ambiente à baixa temperatura e rejeitando esse calor para um ambiente a uma temperatura superior, pela promoção de um ciclo termodinâmico em quatro processos, cujos estados são indicados na Figura 4, onde o percurso ABCD representa o ciclo ideal, enquanto que o percurso 12345 é o real: a compressão adiabática do fluido refrigerante (A-B); a rejeição de calor à pressão constante (B-C) para o ambiente à alta temperatura; a expansão adiabática do fluido refrigerante (C-D) e a admissão de calor à pressão constante (D-A) do ambiente à baixa temperatura. Este é o ciclo de Carnot de refrigeração e, como pode ser observado na Figura 5, apresenta quatro componentes básicos necessários à sua realização: um dispositivo que receba trabalho elevando a pressão do fluido,

dois trocadores de calor (condensador e evaporador) e um dispositivo de expansão.

O ciclo frigorífico real diverge do ciclo ideal em alguns aspectos. Os afastamentos se devem principalmente às perdas de carga associadas à viscosidade do fluido e à transferência de calor para ou do meio externo (WYLEN, SONNTAG e BORGNAKKE, 1995). Na Figura 5 são indicados os principais componentes de um refrigerador doméstico típico.

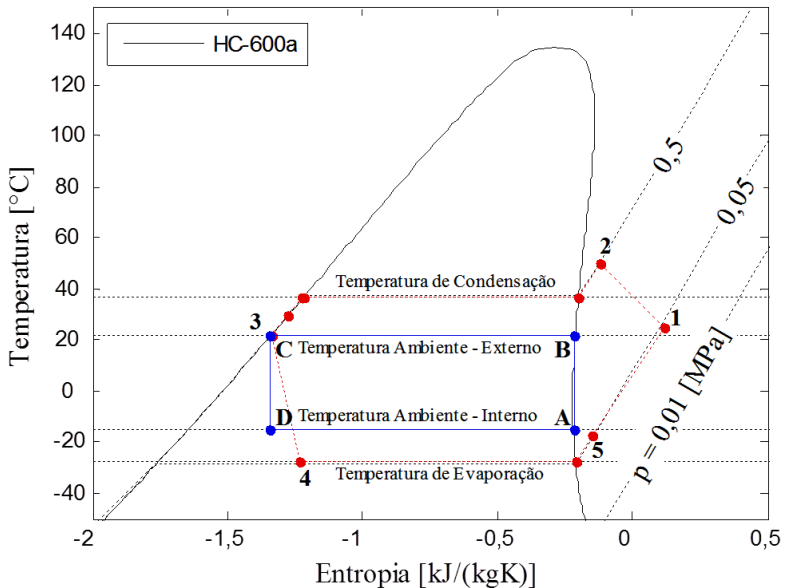


Figura 4 - Estados termodinâmicos em um ciclo de refrigeração.

O processo de compressão (1-2) se deve à ação de um compressor, e não é adiabático. De fato, trata-se de um processo irreversível, podendo haver tanto aumento como diminuição da entropia (irreversibilidades e transferência de calor do meio para o fluido causam aumento da entropia, transferência de calor do fluido para o meio causa diminuição da entropia).

A rejeição de calor para o ambiente no condensador (2-3) depende de uma diferença finita de temperatura entre o trocador de calor e o ambiente externo (no ciclo ideal a temperatura de condensação é a mesma do ambiente externo), além deste processo não ocorrer isobaricamente, devido à perda de carga ao longo do condensador, situações

que podem ser estendidas ao processo de admissão de calor no evaporador (4-5).

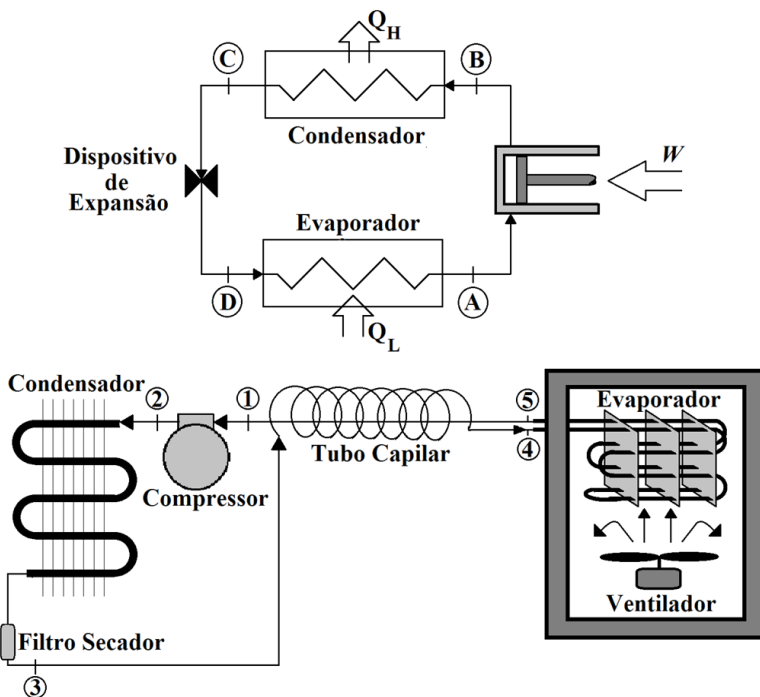


Figura 5 - Esquema de um ciclo frigorífico ideal e de um refrigerador típico.

O processo de expansão (3-4), assim como o processo de compressão, não é adiabático. O dispositivo de expansão mais comum é um tubo capilar, de diâmetro bastante reduzido, que é posicionado em contracorrente com a linha de sucção, a fim de diminuir o título¹ do refrigerante que entra no evaporador e de elevar a temperatura do gás que é admitido pelo compressor, garantindo que o mesmo não comprima o fluido refrigerante no estado líquido.

A troca de calor no ambiente interno do gabinete se dá por meio da convecção entre as paredes do evaporador e o ar que circula pelo gabinete, sendo que esta circulação de ar pode ser feita de maneira forçada por um ventilador. O controle da temperatura do ar interno ao re-

¹ O título de um fluido é definido como a razão entre a massa de gás e a massa total da mistura.

frigerador é realizado por meio do repetido desligamento e ligamento do compressor, ocasionando uma operação caracteristicamente periódica do sistema.

1.2 FONTES DE RUÍDO

Em um sistema de refrigeração doméstico típico, o compressor e o ventilador são as fontes predominantes de ruído, com maior destaque para o compressor, cuja redução dos níveis de Potência Sonora é objeto de estudo de muitas empresas e instituições (TAKUSHIMA, SHINOBU, *et al.*, 1992).

Referindo-se ao ruído devido ao funcionamento do compressor, podem-se citar as seguintes fontes: o ruído magnético do motor elétrico, transientes gerados por abertura e fechamento de válvulas, a ressonância da cavidade, e a energia vibratória transmitida ao gabinete por meio das molas que sustentam o compressor no interior da cavidade e dos tubos de admissão e descarga. Estas vibrações propagam-se pelo gabinete do refrigerador e uma parcela significativa dessa energia é convertida na forma de energia acústica pelo gabinete. Estas fontes têm seus efeitos minimizados por melhorias do próprio compressor (TSUJIUCHI, KOIZUMI, *et al.*, 1988).

A circulação de ar no interior do gabinete, quando impelida por um ventilador, constitui, como anteriormente mencionado, outra fonte importante de ruído. As flutuações de pressão e os vórtices desprendidos pelas passagens das pás do ventilador geram ruído aerodinâmico, bem como há transmissão de energia vibratória pelos pontos de fixação do ventilador ao gabinete do refrigerador.

Embora estas sejam as fontes predominantes, há de se ressaltar que o ruído em aplicações domésticas deve ser avaliado não somente pelo Nível de Pressão Sonora, mas também pelo seu conteúdo de frequência, tempo de duração e hora do dia em que ocorre (JEON, YOU e CHANG, 2007). Nesse contexto, outras fontes de menor intensidade tornam-se relevantes, com destaque para o ruído gerado pelo escoamento do fluido refrigerante, principalmente devido à sua natureza tipicamente oscilante e aleatória.

Deve-se considerar também a maneira como são conduzidos os testes que avaliam o conforto acústico de um refrigerador. Os testes são normalizados e baseiam-se na determinação do nível médio de potência sonora durante os períodos de funcionamento do compressor, descartando possíveis ruídos transientes que venham a ocorrer após o desligamento do mesmo, como estabelecido pela Norma Técnica NBR 13910, por

exemplo. Estes ruídos transientes são típicos do escoamento do fluido refrigerante, que continua circulando pelo circuito de refrigeração até que as pressões se equalizem.

1.3 ESCOAMENTOS COMO FONTES DE RUÍDO

Por circular em um circuito fechado, a vazão mássica média do fluido refrigerante deve ser constante ao longo das tubulações que compõem o sistema de refrigeração. Esta condição implica em que o escoamento no interior do tubo capilar deve ter velocidade superior à velocidade do escoamento no interior da tubulação do evaporador. Assim sendo, o fluido que deixa o tubo capilar entra no evaporador na forma de um jato turbulento.

A turbulência caracteriza-se por um fluxo caótico e não estacionário, que surge quando as forças viscosas no fluido em escoamento são pequenas quando comparadas com as forças de inércia (FOX e MCDONALD, 2001). Escoamentos turbulentos possuem mecanismos de conversão de energia cinética em energia acústica amplamente estudados por Powell (1953) e Lighthill (1954), por exemplo. O som produzido sem a presença de qualquer força oscilatória entre o fluido e fronteiras sólidas (como é o caso do som gerado pela turbulência) é chamado de ruído aerodinâmico (LIGHTHILL, 1954). O ruído gerado propaga-se pelo fluido contido no evaporador, interagindo com as paredes da tubulação, que ao vibrarem, irradiam ruído.

O entendimento de como as ondas geradas pelo jato propagam-se e interagem com as paredes da tubulação é ainda dificultado devido às mudanças de fase que ocorrem com o fluido no evaporador. As fases líquida e gasosa combinam-se de diversas maneiras, gerando padrões de escoamento que respondem de formas distintas às ondas de pressão.

A contribuição do processo de expansão no ruído gerado por um refrigerador doméstico é bastante significativa. Na Figura 6 pode-se notar a grande influência desta fonte no nível de potência sonora de um refrigerador doméstico, sobretudo em frequências entre 150 Hz e 300 Hz. Os Níveis de Potência Sonora foram obtidos conforme estabelecido pela norma NBR 13910-1 para câmaras reverberantes, e para a obtenção dos Níveis de Potência Sonora relativos apenas aos fenômenos de expansão de gás e do sistema de ventilação, o sistema de refrigeração foi modificado de forma a isolar o compressor e o condensador do restante do sistema. Uma unidade de compressão e condensação foi instalada no exterior da câmara, enquanto o gabinete com o evaporador e o sistema de ventilação permaneceu no interior da câmara.

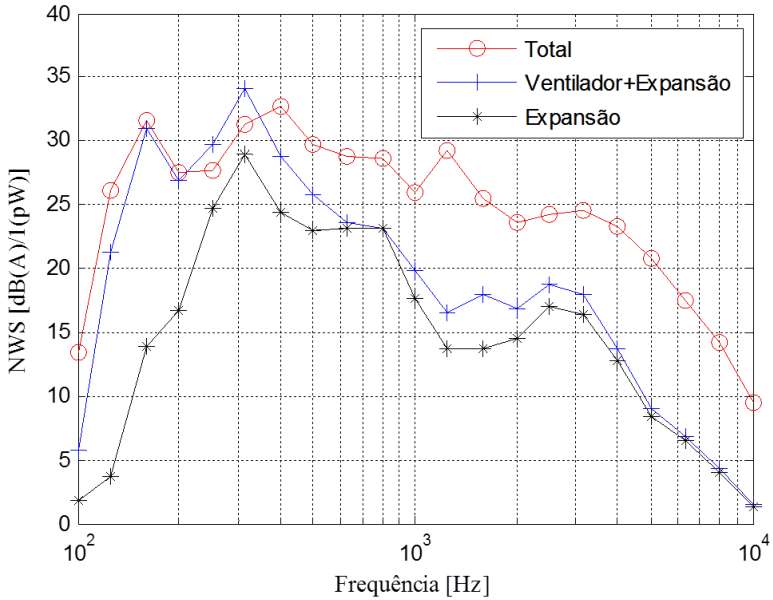


Figura 6 - Contribuição do processo de expansão no ruído total de um refrigerador doméstico.

O desmembramento do circuito de refrigeração em duas partes acaba descaracterizando o sistema original, resultando em Níveis de Potência Sonora maiores para o sistema de ventilação e evaporação isolado em comparação com o sistema sem alteração.

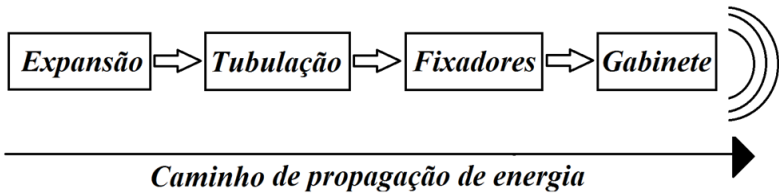


Figura 7 - Caminho de propagação de energia do fenômeno de expansão até o ruído final irradiado.

Tomando como referência a Figura 7, pode-se estabelecer uma metodologia de estudo da propagação do ruído de expansão da seguinte forma:

1. Ao deixar o dispositivo de expansão, e entrar no evaporador, o fluido forma um jato turbulento que gera oscila-

ções de pressão. Essas oscilações de pressão propagam-se pelo fluido.

2. O campo de pressão que se forma no interior da tubulação do evaporador exerce esforços sobre as paredes da tubulação que, por sua vez, vibra e transmite energia, através dos pontos de fixação, ao gabinete.
3. O Gabinete, sendo uma superfície com boa eficiência de radiação, ao receber energia, vibra e irradia ruído para o ambiente externo.

Com o objetivo de reduzir o nível de ruído final irradiado, pode-se atuar em qualquer um dos subsistemas que compõem o caminho de propagação do ruído, a fim de diminuir a energia transmitida ao subsistema seguinte.

A maneira mais comum de avaliar como alterações no sistema influenciam o ruído irradiado pelo produto é por meio da realização de testes experimentais. Estes testes, entretanto, são muitas vezes dispendiosos ou de difícil realização. Uma alternativa aos testes experimentais é a simulação numérica computacional do sistema que, embora não substitua completamente os experimentos, pode reduzir consideravelmente o número de testes realizados.

Nesse contexto, o presente trabalho tem por objetivo geral o desenvolvimento de um modelo numérico em Elementos Finitos do evaporador de um refrigerador doméstico, simulando parte do caminho de propagação de energia indicado na Figura 7.

1.4 ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO

No Capítulo 2 são apresentadas algumas teorias acerca da propagação do som em dutos contendo duas fases distintas. São indicadas formulações descrevendo o cálculo da velocidade do som e da atenuação das ondas acústicas em dois padrões de escoamento: escoamento separado e escoamento de bolhas. O principal objetivo é fornecer informação suficiente para simplificações aceitáveis num modelo numérico.

O modelo numérico vibro-acústico empregado é descrito no Capítulo 3, onde é apresentado também o procedimento de validação do modelo estrutural.

O Capítulo 4 contém o procedimento experimental adotado para a obtenção dos dados de potência sonora resultantes do processo de expansão de gás no evaporador e dos níveis de vibração deste trocador. São apresentadas também, comparações numérico/experimentais resul-

tantes da aplicação da oscilação de pressão medida experimentalmente em um modelo vibro-acústico do evaporador.

No Capítulo 5 são feitas as considerações finais acerca do trabalho realizado, juntamente com as considerações para futuros trabalhos que abordem temas semelhantes.

2 ESCOAMENTO BIFÁSICO

Enquanto circula pelo sistema de refrigeração, o fluido refrigerante experimenta diversos estados termodinâmicos, sendo que cada estado está sempre contido em uma destas três regiões: vapor superaquecido, líquido comprimido e mistura líquido-vapor. No evaporador, o fluido é geralmente admitido como uma mistura líquido-vapor e, conforme calor é admitido, ocorre a sua gradual vaporização de modo que três combinações diferentes de regiões são possíveis de serem observados no trocador de calor (HERMES, 2006): uma região de vapor superaquecido apenas (no caso de o fluido adentrar o evaporador já na fase gasosa); duas regiões, sendo uma bifásica e outra de vapor superaquecido; e uma região puramente bifásica.

A condição mais comumente observada é aquela em que o fluido adentra o evaporador como uma mistura líquido-vapor e deixa o mesmo como vapor superaquecido, condição ilustrada esquematicamente na Figura 8.

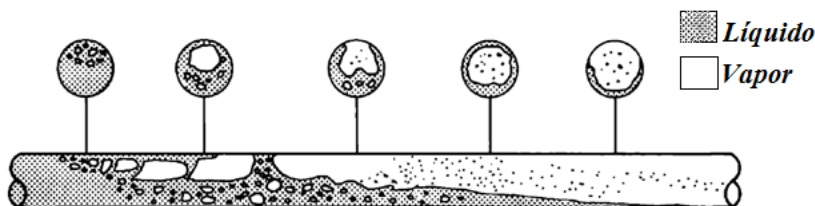


Figura 8 - Vaporização do fluido no evaporador.

FONTE: (COLLIER e THOME, 1994)

As fases líquida e vapor misturam-se e deslocam-se pela tubulação em diferentes configurações, conhecidas como padrões de escoamento. Variáveis como o fluxo de massa, a taxa de transferência de calor e a geometria da tubulação caracterizam diferentes padrões de escoamento.

Apesar de haver inúmeras configurações possíveis, alguns padrões destacam-se pela sua grande recorrência em diversas situações, bem como pela clara distinção entre as fases líquida e vapor. Em tubulações horizontais, estes padrões são identificados como (COLLIER e THOME, 1994):

- a) Bolhas: A fase gasosa apresenta-se na forma de pequenas bolhas dispersas numa fase líquida contínua;

- b) Pistonado: As bolhas de gás possuem o diâmetro da mesma ordem de grandeza do diâmetro da tubulação, com uma camada de líquido entre o gás e a parede da tubulação;
- c) Estratificado: As duas fases apresentam-se separadas de maneira bastante suave, com o líquido na parte inferior da tubulação e o gás na parte superior;
- d) Ondulatório: semelhante ao escoamento estratificado, apresentando, entretanto, um comportamento ondulatório na fase líquida;
- e) Intermitente: Ocorre quando as ondulações da fase líquida tornam-se suficientemente grandes, de forma a confinarem o gás entre duas ondas;
- f) Anular: O gás escoar no centro da tubulação, com o líquido formando um filme entre a parede e o núcleo formado pela fase gasosa.

Ilustrações referentes a cada um desses padrões são apresentadas na Figura 9.

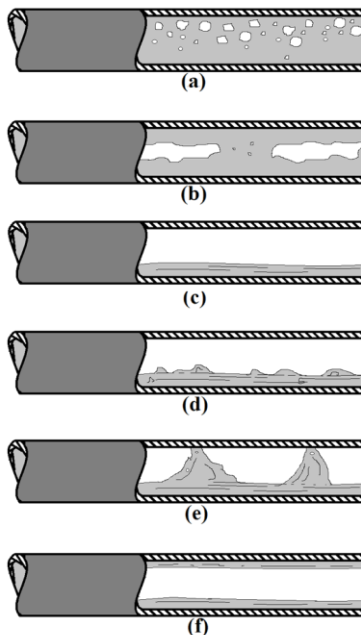


Figura 9 - Padrões de escoamento típicos. (a) Bolhas; (b) Pistonado; (c) Estratificado; (d) Ondulatório; (e) Intermitente; (f) Anular.

Devido à grande diferença de densidade entre o líquido e o gás, há a tendência de a fase líquida concentrar-se na parte inferior da tubulação, em virtude da ação da gravidade. Ressalta-se ainda, o fato de que diferentes inclinações na tubulação apresentarem diferentes padrões de escoamento, bem como, da sucessão de padrões decorrentes da vaporização do fluido.

A maior dificuldade no entendimento de tais escoamentos reside justamente na presença dessas interfaces móveis e deformáveis, que constituem as diferentes geometrias.

2.1 FLUXOS SEPARADOS

Uma revisão teórica sobre a acústica de ondas em escoamentos bifásicos foi apresentada por Dijk (2005), em progressão gradual de complexidade. A condição mais simples abordada é o caso do fluxo estratificado ou do fluxo anular, devido à não variação das frações das fases ao longo da direção axial. Considere, então, o volume de controle cilíndrico indicado na Figura 10, no qual dois fluidos 1 e 2 ocupam volumes separados em um tubo de seção transversal A_0 . Cada fluido (ou fase) apresenta densidade ρ_i , velocidade de partícula u_i e área de seção transversal A_i ($i = 1, 2$).

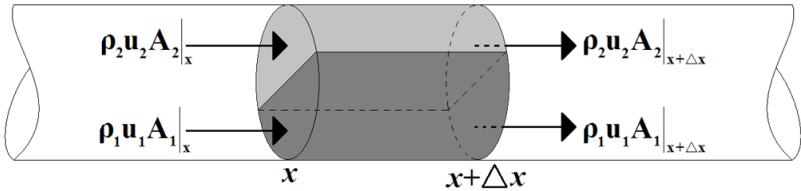


Figura 10 - Fluxo de massa através das superfícies de um cilindro.

Tomando o limite $\Delta x \rightarrow 0$, a Equação da Continuidade em cada fase é dada por

$$\frac{\partial(\rho_i A_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i A_i u_i)}{\partial x} = 0. \quad (2.1)$$

Introduzindo os termos: excesso de densidade,

$$\delta\rho_i = \rho_i - \rho_{0i}, \quad (2.2)$$

variação de área,

$$\delta A_i = A_i - A_{0i}, \quad (2.3)$$

e excesso de pressão (ou pressão acústica),

$$p_i = P_i - p_{0i}, \quad (2.4)$$

onde o subscrito 0 refere-se ao fluido em repouso, juntamente com a definição do módulo de compressibilidade adiabático,

$$K_i = \rho_{0i} c_{0i}^2, \quad (2.5)$$

e da relação entre o excesso de densidade e o excesso de pressão,

$$p_i = c_{0i}^2 \delta \rho_i, \quad (2.6)$$

a Equação (2.1) pode ser linearizada¹ e reescrita como

$$\frac{A_{0i}}{K_i} \frac{\partial p_i}{\partial t} + \frac{\partial \delta A_i}{\partial t} + A_{0i} \frac{\partial u_i}{\partial x} = 0. \quad (2.7)$$

Somando as equações referentes às duas fases, com a consideração de que a pressão nos dois fluidos é a mesma, obtém-se:

$$\left(\frac{A_{01}}{K_1} + \frac{A_{02}}{K_2} \right) \frac{\partial p}{\partial t} + A_{01} \frac{\partial u_1}{\partial x} + A_{02} \frac{\partial u_2}{\partial x} = 0, \quad (2.8)$$

de onde pode-se definir a razão $\alpha = A_{01}/A_0$ entre a seção transversal abrangida pela fase 1 e a seção transversal da tubulação, alcançando-se, lembrando que $A_{02} = A_0 - A_{01}$,

$$\left(\frac{\alpha}{K_1} + \frac{1-\alpha}{K_2} \right) \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial [\alpha u_1 + (1-\alpha)u_2]}{\partial x} = 0. \quad (2.9)$$

¹ O termo linearização refere-se à *aproximação de pequenos sinais*, na qual os termos excesso de pressão, excesso de densidade, e velocidade de partícula são considerados muito pequenos, sendo qualquer multiplicação entre esses termos negligenciada.

É possível agora definir um módulo de compressibilidade e uma velocidade de partícula média para o meio:

$$\frac{1}{K} = \frac{\alpha}{K_1} + \frac{1-\alpha}{K_2}, \quad (2.10)$$

$$u = \alpha u_1 + (1 - \alpha)u_2, \quad (2.11)$$

viabilizando a simplificação da Equação (2.9) para a forma:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + K \frac{\partial u}{\partial x} = 0. \quad (2.12)$$

Em cada fase, a Equação da Conservação da Quantidade de Movimento se apresenta na forma:

$$\rho_i \left(\frac{\partial A_i u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial A_i u_i}{\partial x} \right) + \frac{\partial A_i p_i}{\partial x} = 0, \quad (2.13)$$

que após a linearização e a soma das contribuições das duas fases se reduz a:

$$\frac{\partial [\alpha u_1 + (1-\alpha)u_2]}{\partial t} + \left(\frac{\alpha}{\rho_{01}} + \frac{(1-\alpha)}{\rho_{02}} \right) \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad (2.14)$$

de onde pode-se definir uma densidade efetiva:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{\alpha}{\rho_{01}} + \frac{1-\alpha}{\rho_{02}}, \quad (2.15)$$

que combinada à velocidade média definida anteriormente, simplifica a Equação (2.14) para:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0. \quad (2.16)$$

Combinando as Equações (2.12) e (2.16) obtém-se a equação da onda para a pressão acústica:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{K}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0. \quad (2.17)$$

Considere então, os dois casos ilustrados na Figura 11, referentes a um tubo de diâmetro $D = 7,14\text{mm}$ e comprimento $L = 1\text{m}$. O tubo contém fluido refrigerante HC-600a saturado à pressão $p_0 = 50,4\text{kPa}$ ($T = -28,3^\circ\text{C}$, condição típica do evaporador de um refrigerador doméstico) e escoamento de padrão anular. A fase líquida é considerada a fase 1, de onde tem-se: $\rho_{liq} = \rho_1 = 611,8\text{kg/m}^3$, $K_{liq} = K_1 = 7,7171(10)^8\text{kg/ms}^2$, $\rho_{vap} = \rho_2 = 1,477\text{kg/m}^3$ e $K_{vap} = K_2 = 5,5236(10)^4\text{kg/ms}^2$. Cada um dos casos apresenta diferentes razões de área α , para os quais a Equação (2.17) foi resolvida e os resultados comparados com os obtidos pelo Método dos Elementos Finitos. Para o modelo FEM, as duas fases são modeladas com elementos cúbicos (CHEXA, no software Nastran).

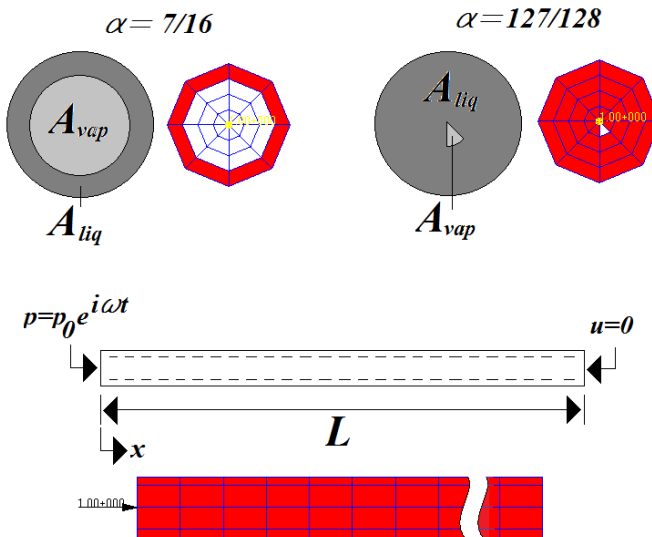


Figura 11 - Seção transversal e condições de contorno de um tubo contendo fases separadas e os respectivos modelos numéricos em Elementos Finitos.

As condições de contorno adotadas foram: pressão com variação temporal harmônica prescrita na entrada ($p(0, t) = 1e^{i\omega t}$) e uma parede rígida no final da tubulação ($u(L, t) = 0$). Foram comparadas as razões entre a pressão num dado ponto x e a pressão em $x = 0\text{m}$ obtidas analiticamente e numericamente. Os resultados são apresentados nas Figuras 12 a 13.

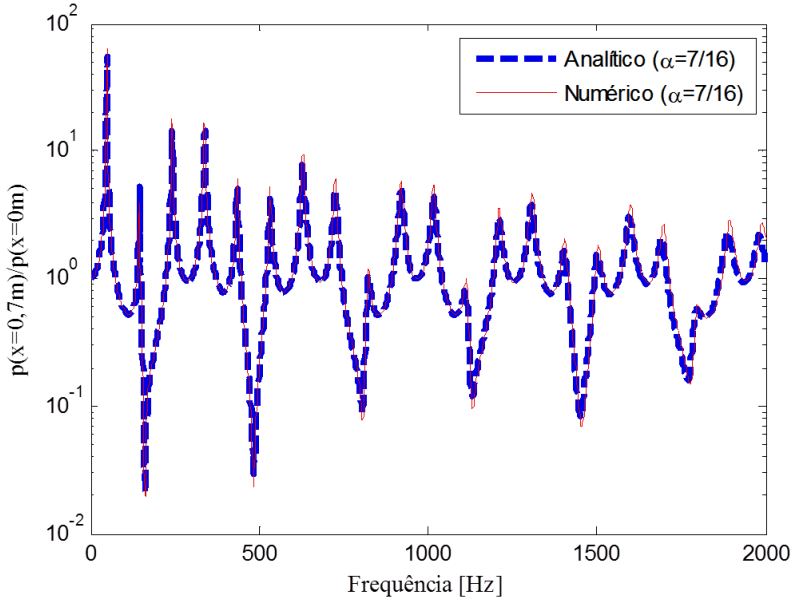


Figura 12 - Comparação analítico/numérica para um fluxo anular com $\alpha=7/16$.

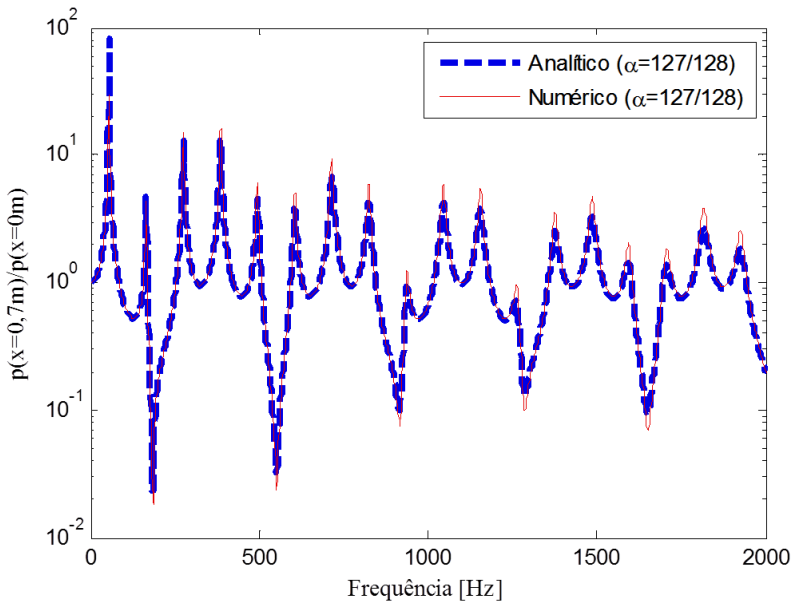


Figura 13 - Comparação analítico/numérica para um fluxo anular com $\alpha=127/128$.

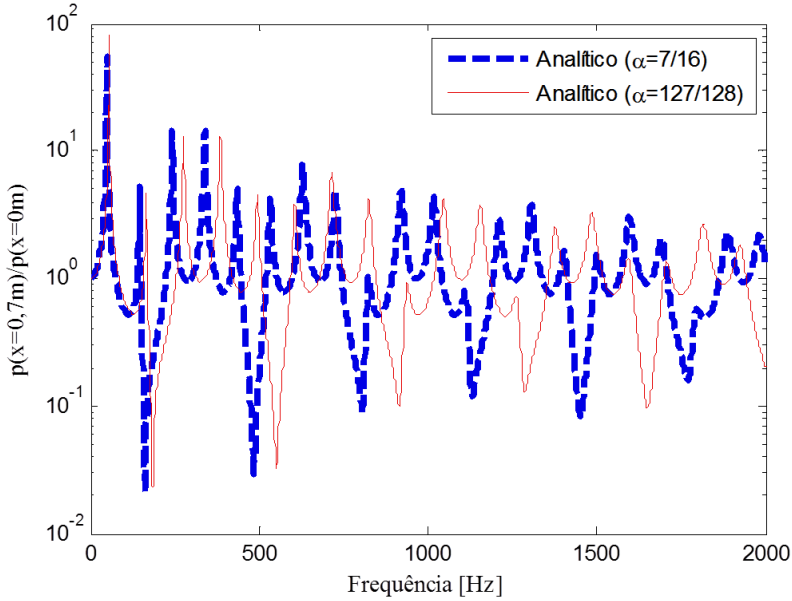


Figura 14 - Comparação entre fluxos anulares com diferentes razões de área.

A concordância entre os resultados é evidente. Nos dados apresentados na Figura 14 nota-se, como consequência da mudança da velocidade do som para diferentes valores de α , um “deslocamento” das frequências de ressonância dos modos acústicos. Uma característica importante acerca da velocidade do som é indicada na Figura 15.

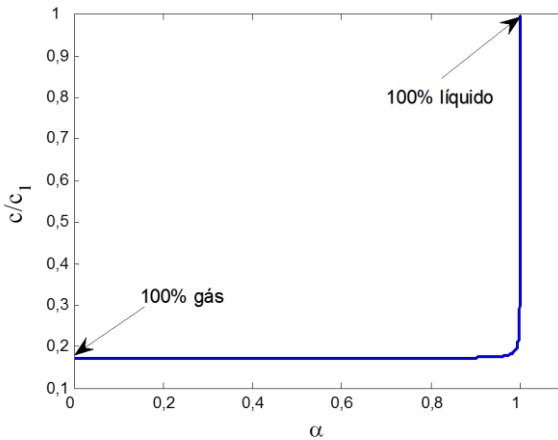


Figura 15 - Velocidade do som em função de α .

Observa-se que uma pequena quantidade de vapor no escoamento reduz drasticamente a velocidade do som, resultado da grande diferença entre as densidades e módulos de compressibilidade das duas fases. No modelo analítico foi adotado um número de onda complexo, na forma $k = k_1 + ik_2$, com $k_1 = 2\pi f/c$ e $k_2 = 0,0002f$. O modelo numérico em FEM admite um único fator de amortecimento para as duas fases, na forma de uma velocidade do som complexa $\tilde{c} = |\tilde{c}|(1 + i\eta)$, com $\eta = 0,01$. Outras propriedades relevantes do fluido refrigerante encontram-se na Tabela 2.

Tabela 2 - Propriedades do refrigerante HC-600a.

Estado	T [°C]	p [kPa]	ρ [kg/m ³]	c_p [kJ/kgK]	c_v [J/kgK]
Líquido	-28,31	50,4	611,81	2144,8	1489,9
Vapor	-28,31	50,4	1,4765	1453,6	1292,2

Tabela 2 – Continuação.

Estado	c [m/s]	ν [10 ⁻⁶ kg/ms]	τ [W/m ² °C]	Pr
Líquido	1123,1	278,34	0,0368	16,222
Vapor	193,41	6,2289	0,0034	2,6630

2.2 FLUXO DE BOLHAS

O fluxo de bolhas pode ser comparado a uma suspensão, onde a fase gasosa encontra-se dispersa de forma heterogênea na fase líquida sob a forma de pequenas bolhas. Por meio de premissas termodinâmicas, Temkin (1992) obtém a velocidade do som para suspensões em condições de equilíbrio. Considera-se que a mistura apresenta um número suficientemente grande de partículas (bolhas de gás, no caso), de sorte que qualquer volume representativo do sistema apresente a mesma concentração volumétrica de partículas.

Quando considera-se o equilíbrio termodinâmico, qualquer estado requer o conhecimento de apenas duas propriedades (temperatura e pressão, por exemplo) para ser definido (WYLEN, SONNTAG e BORGNACKE, 1995), ou então, qualquer propriedade pode ser escrita em função de outras duas, tal como $P = P(\rho, T)$. A pressão, nesse caso, não depende da taxa na qual as propriedades densidade e temperatura estão variando. Quando há uma variação de pressão no fluido, entretanto, a densidade e a temperatura das partículas (bolhas) não variam ins-

tantaneamente, sendo o tempo necessário para atingir um novo equilíbrio termodinâmico chamado de tempo de relaxação.

A presença ou não de equilíbrio termodinâmico depende dos tempos de relaxação relacionados às mudanças de temperatura das partículas e às respostas translacionais das partículas às ondas acústicas. Estes tempos de relaxação definem dois limites de frequência para a velocidade do som.

Se as mudanças de pressão no fluido ocorrem de forma lenta comparadas ao tempo de relaxação, as partículas têm tempo para atingirem o equilíbrio. Esta é a situação na qual tem-se um limite para as baixas frequências, abaixo do qual há o equilíbrio. No extremo oposto, quando as mudanças de pressão no fluido são extremamente rápidas, não há tempo hábil para as partículas se ajustarem. Define-se assim, um limite de alta frequência, acima do qual, as propriedades das partículas permanecem constantes ao longo do tempo, configurando outra condição de equilíbrio.

Temkin (1992) apresenta duas equações para a determinação, de forma bastante simplista, as frequências de relaxação de condução de calor e de translação para as partículas. Para a frequência de relaxação de condução de calor temos,

$$f_t = \frac{6\nu_1(\rho_1/\rho_2)c_{p1}}{D^2c_{p2}\text{Pr}_1}, \quad (2.18)$$

onde ν é a viscosidade cinemática, c_p o calor específico à pressão constante, D o diâmetro médio das partículas e Pr o número de Prandtl; o subíndice 1 remonta ao fluido e o subíndice 2 às partículas. Para o fluido HC-600a saturado à pressão $p_0 = 50,4\text{kPa}$ ($T = -28,3^\circ\text{C}$) e bolhas com 1mm de diâmetro, a Equação (2.18) resulta em um valor em torno de $f_t = 63\text{kHz}$.

Já a frequência de relaxação de translação das partículas é dada por,

$$f_{tr} = \frac{18\nu_1(\rho_1/\rho_2)}{D^2(1+(\rho_1/\rho_2)/2)}, \quad (2.19)$$

resultando em um valor aproximado de $f_{tr} = 10\text{kHz}$. Ou seja, a equação obtida por Temkin (1992) é válida somente para $f \ll f_{tr}$, onde tem-se o chamado *equilíbrio relaxado*, em alusão ao fato do equilíbrio ser atingido sem um significativo efeito da dissipação por relaxação. Poder-

se-ia conjecturar acerca da validade da mesma equação para $f \gg f_t$, onde ter-se-ia o chamado *equilíbrio congelado*, em referência à condição de as partículas manterem suas propriedades fixas ou *congeladas* ao longo do tempo, resultando novamente em efeitos negligenciáveis de atenuação por relaxação. Outros mecanismos de atenuação, não relacionados à relaxação, como efeitos viscosos, entretanto, se tornam mais pronunciados com o aumento da frequência, de forma que em geral, é impossível definir um limite de alta frequência (TEMKIN, 1992).

Definindo C_v como sendo a concentração volumétrica de partículas na suspensão (volume total ocupado pelas partículas dividido pelo volume da suspensão), e Φ como a concentração mássica das partículas (massa total das partículas dividida pela massa da suspensão), a velocidade do som é dada por,

$$\frac{c_1^2}{c^2} = \gamma_1 \frac{1-C_v}{1-\Phi} (1 - C_v + C_v N_T^2) - (\gamma_1 - 1) \frac{(1-C_v + C_v(\beta_2/\beta_1))^2}{1-\Phi + \Phi(c_{p2}/c_{p1})}, \quad (2.20)$$

onde novamente os subíndices 1 e 2 referem-se às fases líquida e vapor, respectivamente; c é a velocidade do som, γ é a razão de calores específicos à pressão (c_p) e volume (c_v) constante, $\beta = \sqrt{c_p(\gamma - 1)/Tc^2}$ (T em Kelvins) é o coeficiente de dilatação térmica, e $N_T^2 = \gamma_2 \rho_1 c_1^2 / \gamma_1 \rho_2 c_2^2$ é a razão entre os módulos de compressibilidade isotérmicos.

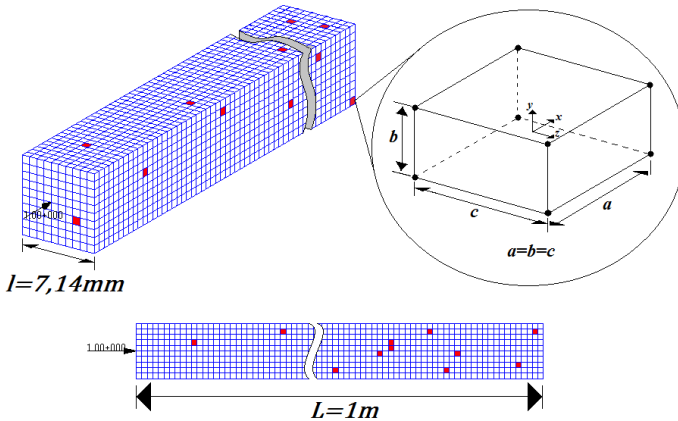


Figura 16 - Geometria simulando um escoamento de bolhas e dimensões do elemento hexagonal utilizado.

O exemplo citado anteriormente para o fluxo estratificado será agora repetido para o fluxo de bolhas. A fim de facilitar o desenvolvimento do modelo numérico em elementos finitos, adotou-se um duto de seção transversal quadrada, com 140100 elementos sólidos hexagonais (6 faces) com dimensões iguais, conforme indicado na Figura 16.

Nessa configuração, 1% dos elementos, escolhidos aleatoriamente, possuem propriedades referentes à fase gasosa. Aos demais, aplicam-se as propriedades da fase líquida. Uma vez que cada elemento apresenta o mesmo volume, garante-se assim a concentração volumétrica das partículas. A Equação (2.17) é novamente resolvida, utilizando-se agora, como velocidade do som, o valor obtido com o uso da Equação (2.20). Foram adotadas as mesmas condições de contorno e forma de comparação utilizada anteriormente para o fluxo estratificado, os resultados são indicados nas Figuras 17 a 18:

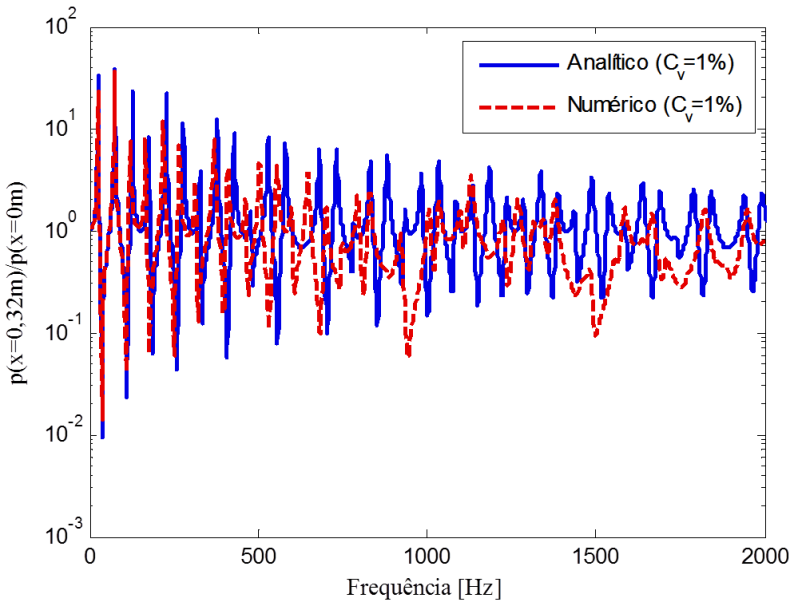


Figura 17 - Comparação analítico/numérica para um fluxo de bolhas com $C_v=1\%$.

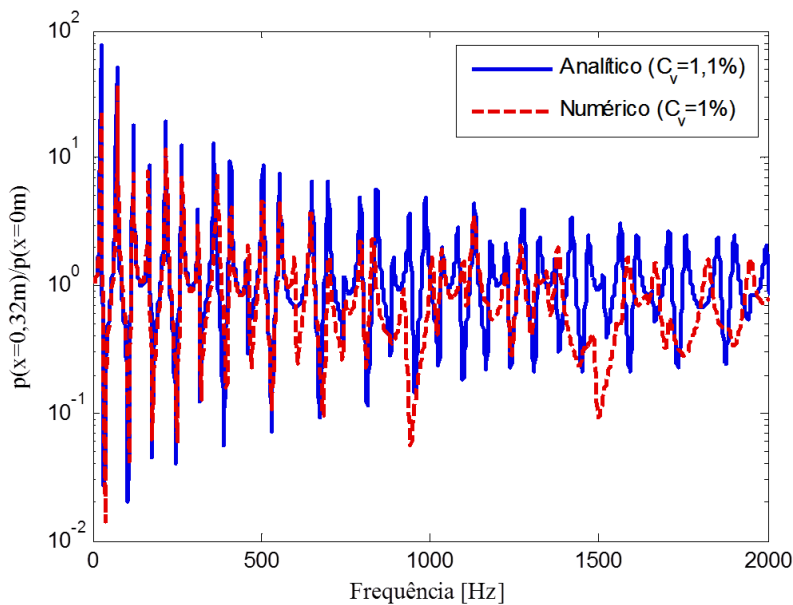


Figura 18 - Comparação analítico/numérica para um fluxo de bolhas com $C_v=1,1\%$ (analítico) e $C_v=1,0\%$ (numérico).

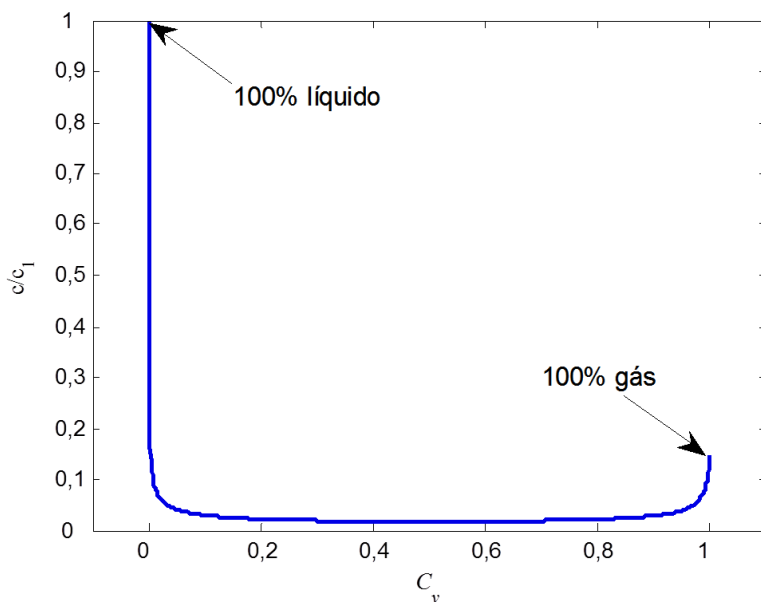


Figura 19 - Velocidade do som em função da concentração volumétrica C_v .

Nota-se que o modelo analítico é bastante sensível à concentração volumétrica das partículas. Há divergência nos resultados quando considera-se a mesma concentração nos modelos analítico e numérico. Uma variação de apenas 0,1% no modelo analítico, entretanto, ajusta razoavelmente bem os resultados. Novamente, a variação da velocidade do som possui a característica de variar sensivelmente quando da presença da fase gasosa (Figura 19). Além de ser visivelmente diminuída pela presença da fase gasosa, atinge níveis inferiores à velocidade do som no gás puro. Utilizou-se no modelo analítico um número de onda complexo, na forma $k = k_1 + ik_2$, com $k_1 = 2\pi f/c$ e $k_2 = 0,0004f$, e no modelo numérico em FEM, uma velocidade do som complexa $\tilde{c} = |\tilde{c}|(1 + i\eta)$, com $\eta = 0,01$.

Fica evidente a redução na velocidade do som resultante, tendo em vista a baixa compressibilidade efetiva da mistura e a grande densidade da mesma, que é praticamente igual à densidade da fase líquida.

2.4 ATENUAÇÃO DAS ONDAS ACÚSTICAS

Mesmo em um meio infinito, sem a presença de qualquer fronteira ou parede, mecanismos de atenuação associados à viscosidade do fluido, à condução de calor e aos processos de relaxação atuam na absorção do som, ou seja, são formas de absorção intrínsecas dos fluidos. No caso da propagação em tubos, adicionalmente a tais mecanismos, surgem da presença das paredes das tubulações, as camadas limites viscosa e térmica, que atuam como formas adicionais de dissipação da energia sonora. Soma-se ainda, em suspensões, o fato de as partículas dispersas também darem origem a processos de transporte térmicos e viscosos nas interfaces das descontinuidades, configurando assim, um novo mecanismo de absorção na propagação do som.

Tratando cada mecanismo de atenuação de cada vez, pode-se em geral, determinar o seu efeito seguindo o procedimento listado na Figura 20 (BLACKSTOCK, 2000). Inclui-se o efeito de dado mecanismo nas equações de conservação que são utilizadas na obtenção da equação da onda. Tem-se, assim, após assumir uma solução harmônica para o problema, uma relação para o número de onda, na forma complexa, relacionando às partes real e imaginária um coeficiente referente à propagação e um coeficiente referente à atenuação do som, respectivamente.

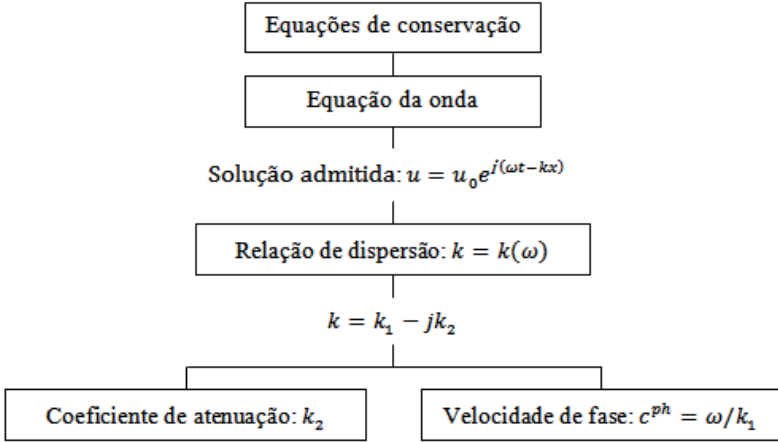


Figura 20 - Procedimento de obtenção da relação de dispersão.

Fonte: (BLACKSTOCK, 2000).

A imposição de um número de onda complexo implica em um coeficiente espacial de absorção, ou seja, a energia da onda sonora decai com a distância percorrida. Uma abordagem um pouco diferente consiste em tratar a velocidade do som como um número complexo, associando à parte imaginária um coeficiente temporal de dissipação, indicando que há degradação de um dado campo acústico com o tempo (como em medições do tempo de decaimento em câmaras, por exemplo). Os dois resultados são, entretanto, essencialmente os mesmos.

2.4.1 EFEITOS VISCOTÉRMICOS

O efeito da camada limite viscosa resultante do fluxo de uma única fase em um duto pode ser incorporado na Equação da Conservação da Quantidade de Movimento, como (DIJK, 2005):

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \left[1 - \frac{s_0}{A_0} \sqrt{\frac{i\nu}{\omega}} \right], \quad (2.21)$$

onde s_0 é o perímetro e A_0 a seção transversal do duto. No caso de um duto de seção transversal circular, tem-se $s_0/A_0 = D/4$. Segue da Equação (2.21), que a quantidade $1/\rho$ na Equação da Conservação da Quantidade de Movimento deve ser substituída por:

$$\frac{1}{\rho_0} \left[1 - \frac{4}{D} \sqrt{\frac{iv}{\omega}} \right]. \quad (2.22)$$

No caso de um meio constituído de fluxos separados, para cada uma das fases pode-se reescrever a Equação da Conservação da Quantidade de Movimento linearizada como:

$$\frac{\partial \alpha u_1}{\partial t} = -\frac{\alpha}{\rho_{01}} \frac{\partial p}{\partial x} \left[1 - \frac{s_1}{A_1} \sqrt{\frac{iv_1}{\omega}} \right], \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial (1-\alpha)u_2}{\partial t} = -\frac{(1-\alpha)}{\rho_{02}} \frac{\partial p}{\partial x} \left[1 - \frac{s_2}{A_2} \sqrt{\frac{iv_2}{\omega}} \right]. \quad (2.24)$$

Somando estas duas equações, obtém-se uma forma modificada da Equação (2.14):

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \left[\frac{\rho}{\rho_{01}} \frac{s_1}{s_0} \sqrt{v_1} + \frac{\rho}{\rho_{02}} \frac{s_2}{s_0} \sqrt{v_2} \right] \frac{4}{D} \sqrt{\frac{i}{\omega}}, \quad (2.25)$$

que quando comparada à Equação 2.21 permite definir uma viscosidade cinemática efetiva, dada por

$$\sqrt{v} = \frac{\rho}{\rho_{01}} \frac{s_1}{s_0} \sqrt{v_1} + \frac{\rho}{\rho_{02}} \left(1 - \frac{s_1}{s_0} \right) \sqrt{v_2}, \quad (2.26)$$

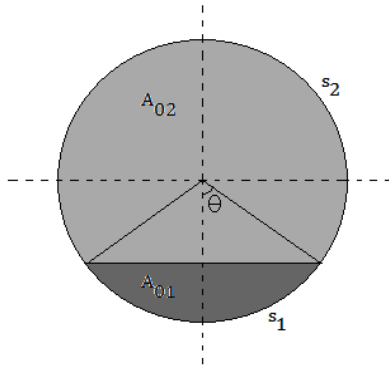


Figura 21 - Seção transversal de um duto circular contendo um fluxo estratificado.

sendo o fator s_1/s_0 relacionado ao fator α (razão de áreas A_{01}/A_0) por:

$$\alpha = \frac{s_1}{s_0} - \frac{1}{2\pi} \text{sen}(2\pi \frac{s_1}{s_0}). \quad (2.27)$$

Com o uso das equações apresentadas, pode-se atribuir valores equivalentes à densidade, à velocidade do som e à viscosidade cinemática de um fluxo bifásico separado. A solução do problema envolvendo a propagação de ondas acústicas em dutos circulares, considerando os efeitos de dissipação pelas camadas limites viscosa e térmica, é apresentada por Rayleigh (1896) na forma de uma equação transcendental, reescrita por Tijdeman (1975), em termos de quatro parâmetros adimensionais: o número de onda de cisalhamento $s = R\sqrt{\omega/\nu}$; a frequência reduzida $\omega_r = \omega R/c_0$; o Número de Prandtl $\text{Pr} = \nu\rho c_p/\tau$ e a razão de calores específicos $\gamma = c_p/c_v$, sendo esta equação dada por:

$$\begin{aligned} iZ \left(Z - i \frac{s^2}{\omega_r^2} \right)^{-1} \left(\frac{1}{x_1} - \frac{1}{x_2} \right) \left[\frac{d}{d\eta} (\ln Q) \right]_{\eta=1} + \\ \left(\frac{\gamma \omega_r^2}{\text{Pr} s^2} - i \frac{1}{x_1} \right) \left[\frac{d}{d\eta} (\ln Q_1) \right]_{\eta=1} - \\ \left(\frac{\gamma \omega_r^2}{\text{Pr} s^2} - i \frac{1}{x_2} \right) \left[\frac{d}{d\eta} (\ln Q_2) \right]_{\eta=1} = 0, \end{aligned} \quad (2.28)$$

com $Q = J_0(\eta \omega_r (Z - i s^2/\omega_r^2)^{1/2})$, $Q_1 = J_0(\eta \omega_r (Z - x_1)^{1/2})$, $Q_2 = J_0(\eta \omega_r (Z - x_2)^{1/2})$ (J_0 é a função de Bessel de ordem zero) e $Z = \Gamma^2$, sendo $\Gamma(\omega)$ a relação de dispersão em termos do sistema de coordenadas cilíndricas adimensionais $\xi = \omega x/c_0$ e $\eta = r/R$. x_1 e x_2 são, respectivamente, a menor e a maior raiz da equação:

$$\begin{aligned} 1 + x \left[1 + i \frac{\omega_r^2}{s^2} \left(\frac{4}{3} + \frac{\gamma}{\text{Pr}} \right) \right] \\ + i \frac{\gamma \omega_r^2}{\text{Pr} s^2} \left(\frac{1}{\gamma} + i \frac{4}{3} \frac{\omega_r^2}{s^2} \right) x^2 = 0. \end{aligned} \quad (2.29)$$

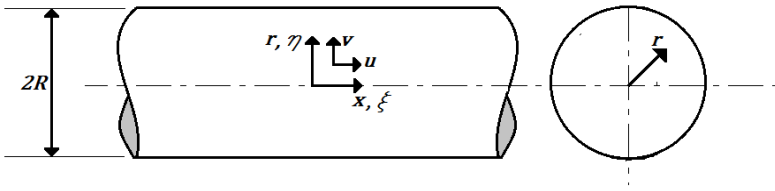


Figura 22 - Sistema de coordenadas cilíndricas adimensionais.

A obtenção de tal resultado parte das equações de conservação reescritas de acordo com o novo sistema de coordenadas, onde são admitidas as condições de contorno de um duto circular de seção transversal constante e paredes rígidas, ou seja, velocidades radial e axial nulas nas paredes:

$$\eta = 1 \Rightarrow u = 0, v = 0, \quad (2.30)$$

velocidade radial nula no eixo do tubo:

$$\eta = 0 \Rightarrow v = 0, \quad (2.31)$$

além de considerar a condutividade do tubo muito maior que a do fluido, de sorte que:

$$\eta = 1 \Rightarrow \delta T = 0, \quad (2.32)$$

onde δT é a variação de temperatura provocada pela passagem da onda acústica.

A Equação (2.28) pode ser resolvida numericamente em relação a Z , pelo método de Newton-Raphson, se s e ω_r forem conhecidos. Diferentemente da formulação geral da relação de dispersão $k(\omega) = k_1 + ik_2$, em que a parte real representa a constante de propagação e a parte imaginária o coeficiente de atenuação, no resultado obtido, $\Gamma(\omega) = \Gamma_1 + i\Gamma_2$, a parte real se relaciona com a atenuação e a parte imaginária com a propagação da onda acústica (em relação ao sistema adimensional de coordenadas adotado).

Uma vez definido um raio para a tubulação e um valor para a frequência, atribui-se um valor para Z . Uma boa estimativa inicial é a aproximação quando consideram-se valores pequenos para a frequência reduzida ω_r (TIJDEMAN, 1975):

$$Z_{ini} = \frac{J_0(i^{3/2}s)}{J_2(i^{3/2}s)} \frac{\gamma}{n}, \quad (2.33)$$

com:

$$n = \left[1 + \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{J_2(i^{3/2}s\sqrt{Pr})}{J_0(i^{3/2}s\sqrt{Pr})} \right]^{-1}. \quad (2.34)$$

Após algumas iterações alcança-se o valor de Z para o raio e frequência arbitrados.

Deve-se ressaltar, entretanto, que não há valores equivalentes para a razão de calores específicos γ e para o Número de Prandtl da mistura, sendo que os valores arbitrados para tais variáveis podem influenciar significativamente no resultado final. Nas Figuras 19 e 20 são indicados os desvios decorrentes do fato de se admitirem diferentes valores para γ e Pr . Fez-se uso novamente das propriedades resumidas na Tabela 2, com $\alpha = 7/16$.

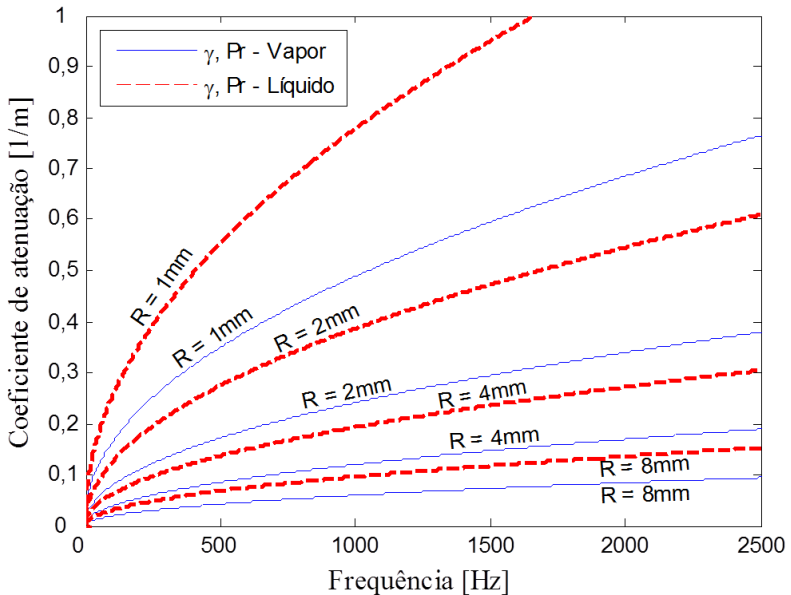


Figura 23 - Coeficiente de atenuação para diferentes valores de frequência e raios de tubulação.

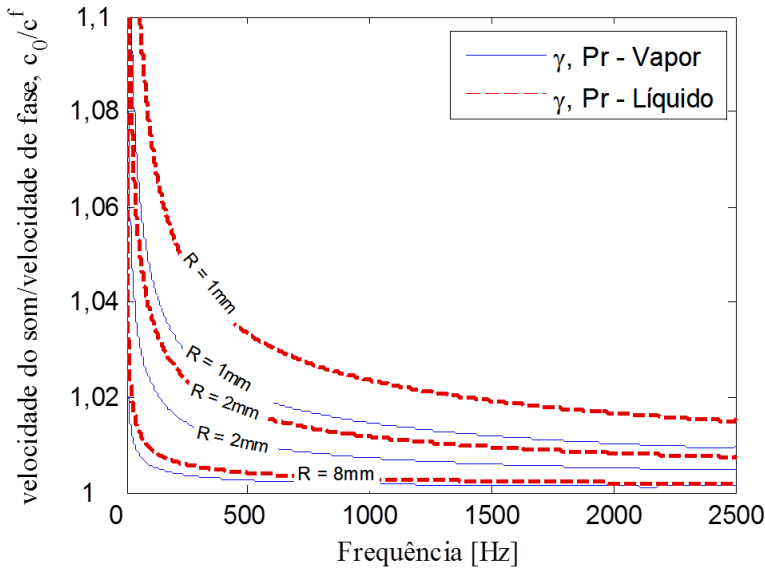


Figura 24 - Relação entre a velocidade do som isentrópica e a velocidade de fase.

Ao serem considerados para a mistura os valores de Pr referentes ao líquido a atenuação é maior devido à maior condutividade térmica. O efeito da condutividade térmica é melhor entendido quando comparam-se os perfis de temperatura e velocidade axial resultantes dos diferentes valores arbitrados para os parâmetros γ e Pr.

Quando os valores da condutividade térmica são pequenos, o fluido apresenta uma maior inércia térmica, formando-se perfis de temperatura mais uniformes, de modo que o fluxo de calor ocorre somente nas regiões próximas às paredes da tubulação. Por outro lado, maiores condutividades térmicas geram perfis de temperatura mais distribuídos ao longo da tubulação ocasionando um maior fluxo de calor e, conseqüentemente, uma maior atenuação.

Nas Figuras 25 a 28 são indicados alguns perfis de velocidade axial e de temperatura. Nota-se que não há distinção entre os perfis de velocidade, reforçando o fato de que a maior atenuação deve-se exclusivamente à condução de calor.

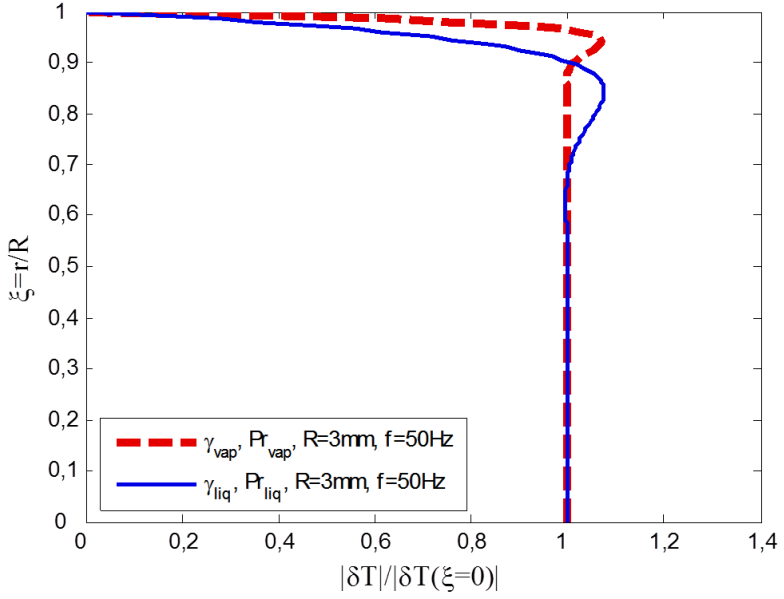


Figura 25 - Perfil de temperatura normalizado pela temperatura no centro do tubo.

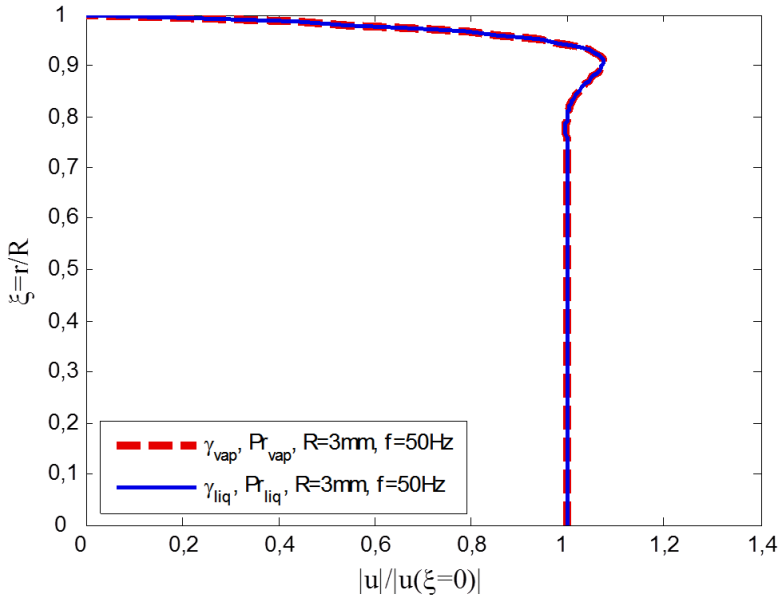


Figura 26 - Perfil de velocidade normalizado pela velocidade no centro do tubo.

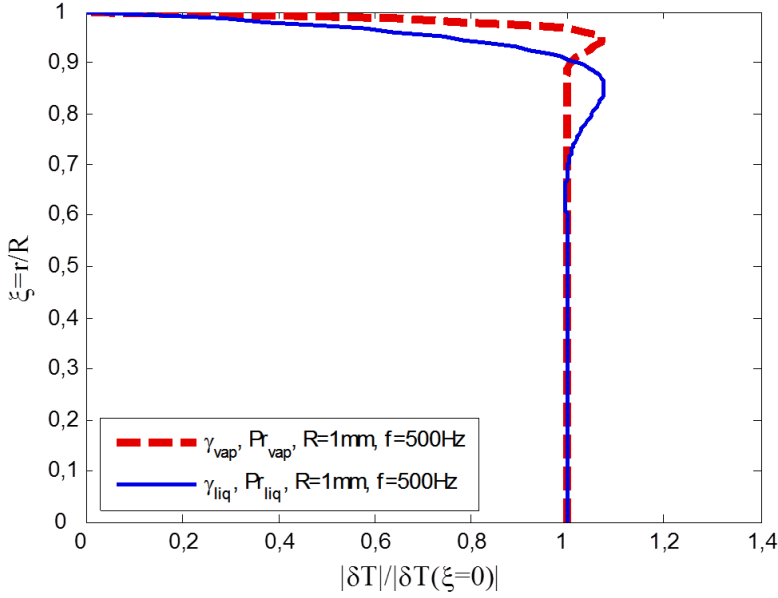


Figura 27 - Perfil de temperatura normalizado pela temperatura no centro do tubo.

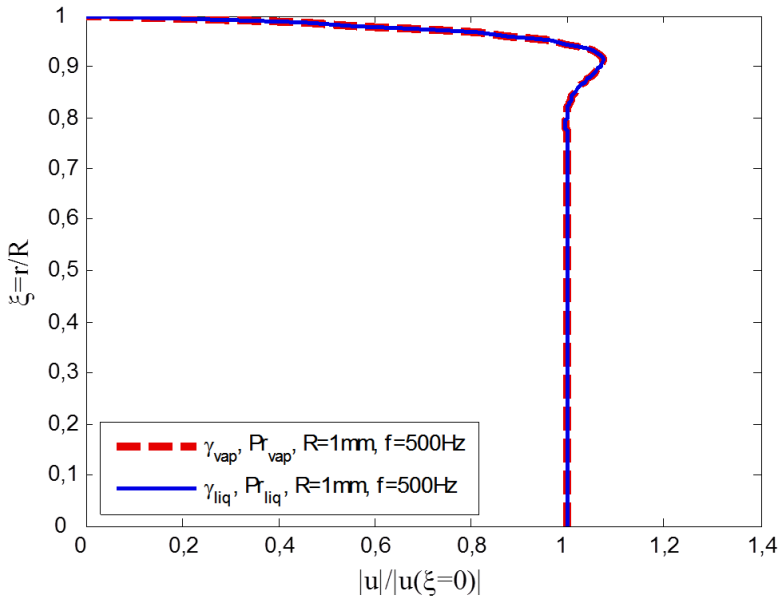


Figura 28 - Perfil de velocidade normalizado pela velocidade no centro do tubo.

2.4.2 ATENUAÇÃO EM DISPERSÕES

Em dispersões, a dissipação devida à transferência de calor e perdas viscosas nas descontinuidades das fases é tão significativa quanto as perdas nas paredes.

A teoria mais utilizada na avaliação da atenuação em dispersões é chamada de teoria ECAH, em alusão aos nomes dos autores Epstein e Carhart (1953) e Allegra e Hawley (1972). Considera-se a dispersão de uma onda plana incidindo sobre partículas suspensas, aproximadas por esferas. A resolução do problema recai sobre um sistema de seis equações e seis incógnitas, dado por:

$$\begin{aligned}
 aj'_n(a) + A_n ah'_n(a) + B_n bh'_n(b) - C_n n(n+1)h_n(c) = \\
 A'_n a' j'_n(a') + B'_n b' j'_n(b') - C'_n n(n+1)j_n(c'); \\
 j_n(a) + A_n h_n(a) + B_n h_n(b) - C_n [h_n(c) + ch'_n(c)] = \\
 A'_n j(a') + B'_n j_n(b') - C'_n [j_n(c') + c' h'_n(c')]; \\
 g[j_n(a) + A_n h_n(a)] + G B_n h_n(b) = \\
 g' A'_n j_n(a') + G' B'_n j_n(b'); \\
 \tau\{g[aj'_n(a) + A_n ah'_n(a)] + G B_n bh'_n(b)\} = \\
 \tau'\{g' A'_n a' j'_n(a') + G' B'_n b' j'_n(b')\}; \\
 \mu\{[aj'_n(a) - j_n(a)] + A_n [ah'_n(a) - h_n(a)] + \\
 B_n [bh'_n(b) - h_n(b)] - \\
 \frac{1}{2} C_n [c^2 h''_n(c) + (n^2 + n - 2)h_n(c)]\} = \quad (2.35) \\
 \mu'\{A'_n [a' j'_n(a') - j_n(a')] + B'_n [b' j'_n(b') - j_n(b')] - \\
 \frac{1}{2} C'_n [c'^2 j''_n(c') + (n^2 + n - 2)j_n(c')]\}; \\
 \mu\{[c^2 j_n(a) - 2a^2 j''_n(a)] + \\
 A_n [c^2 h_n(a) - 2a^2 h''_n(a)] + \\
 B_n [Mc^2 h_n(b) - 2b^2 h''_n(b)] + \\
 2n(n+1)C_n [ch'_n(c) - h_n(c)]\} = \\
 \mu'\{A'_n [c'^2 j_n(a') - 2a'^2 j''_n(a')] + \\
 B'_n [M'c'^2 j_n(b') - 2b'^2 j''_n(b')] + \\
 2n(n+1)C'_n [c' j'_n(c') - j_n(c')]\},
 \end{aligned}$$

onde $a = \tilde{k}R$, $b = KR$, $c = \kappa R$, R é o raio da partícula suspensa, \tilde{k} e K são os números de onda de compressão e de onda térmica, respectivamente, dados por:

$$\frac{1/\tilde{k}^2}{1/K^2} = \frac{c_0^2}{2\omega^2} \{1 - i(e + \gamma f)\} \pm [1 - 2ie - 2if(\gamma - 2) - (e - \gamma f)^2] \}, \quad (2.36)$$

sendo $e = N\mu\omega/c_0^2$, $f = \sigma\omega/c_0^2$ e $\sigma = \tau/\rho c_p$ a condutividade termométrica. $\kappa = (1 + i)(\omega/2\mu)^{\frac{1}{2}}$ é o número de onda viscosa, $G = -(\beta\sigma)^{-1}$, $g = -i\omega\rho T_0/\tau G$ e $M = 1 - 2\mu/\sigma$.

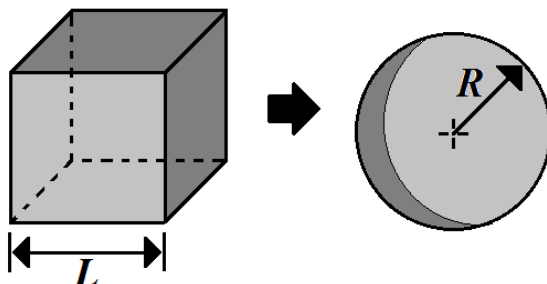
j_n e h_n são as funções de Bessel e Hankel esféricas de ordem n , respectivamente, e j'_n e h'_n , suas derivadas. Os valores destacados com uma linha referem-se às propriedades da partícula suspensa e os não destacados às propriedades do fluido que cont m as partículas.

Tem-se então, para $n = 0, 1, 2, \dots$ diferentes valores para as constantes $A_n, B_n, C_n, A'_n, B'_n$ e C'_n . O coeficiente de atenuação relaciona-se às constantes A_n através da relação:

$$k_2 = \frac{3}{2} C_v / \tilde{k}^2 R^3 \sum_{n=0}^{\infty} (2n + 1) \text{Re}(A_n), \quad (2.37)$$

lembrando que C_v é a concentração volumétrica as partículas e $\text{Re}(A_n)$ a parte real de A_n . Apesar do somatório infinito, os valores de A_n tornam-se negligenciáveis conforme n aumenta, de modo que apenas A_0 e A_1 são suficientes para a composição do resultado final.

Repetindo os resultados obtidos com o modelo indicado na Figura 16, agora com uma concentração volumétrica de 0,1% e aplicando ao modelo analítico a atenuação advinda do uso da Equação (2.35), obt m-se os resultados indicados nas Figuras 30 e 31. O modelo numérico em FEM admite um único fator de amortecimento para as duas fases, na forma de uma velocidade do som complexa $\tilde{c} = |\tilde{c}|(1 + i\eta)$, com $\eta = 0,01$. Considerou-se que cada elemento hexagonal representa uma bolha de diâmetro equivalente   aresta do cubo, (aproximadamente o mesmo volume, ver Figura 29).



$$L=2R$$

Figura 29 - Geometria retangular representando uma bolha.

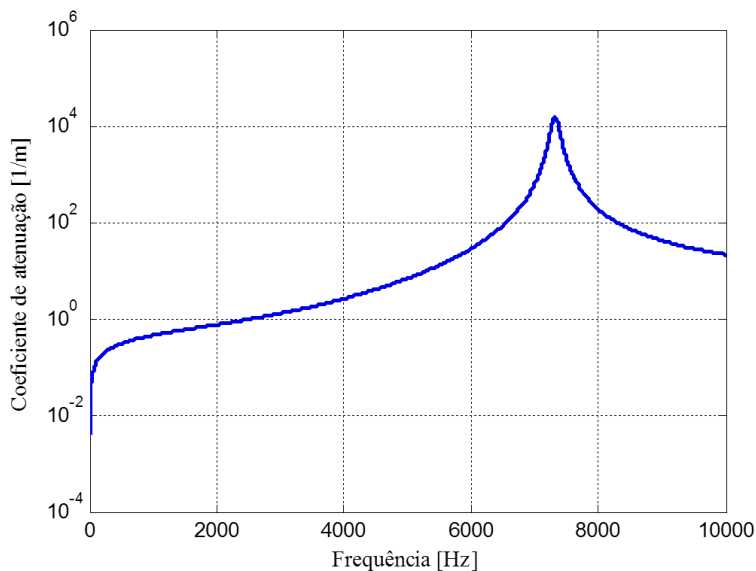


Figura 30 - Curva de atenuação para uma suspensão de bolhas de gás dispersas em fluido refrigerante HC-600a com concentração volumétrica de 0,1% e $R=0,357\text{mm}$.

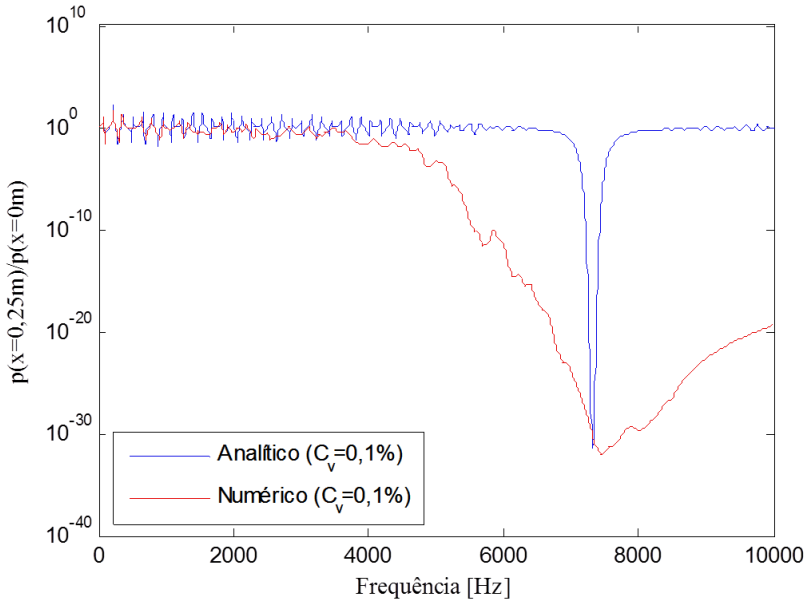


Figura 31 - Comparação analítico/numérica para um fluxo de bolhas com $C_v=0,1\%$ e $R=0,357\text{mm}$.

A presença de descontinuidades aumenta fortemente a atenuação em uma ampla faixa de frequência no modelo numérico. No modelo analítico essa atenuação é concentrada em uma faixa mais estreita, porém, os dois modelos aparentam ter essas faixas centralizadas em frequências bastante próximas. A frequência em que o pico de atenuação é observado (Figura 30) varia inversamente com o valor atribuído ao raio da partícula e refere-se à ressonância de pulsação das partículas esféricas.

A teoria ECAH assume que o efeito de uma partícula individual é aditivo, desconsiderando os efeitos das interações entre as partículas. Essa hipótese, entretanto, resultou em valores muito elevados para o coeficiente de atenuação. No resultado apresentado na Figura 31 o coeficiente de atenuação foi multiplicado por um fator de 0,1.

Um melhor resultado surge quando se considera uma distribuição de partículas em torno de um valor médio, como indicado nas figuras 32, 33 e 34.

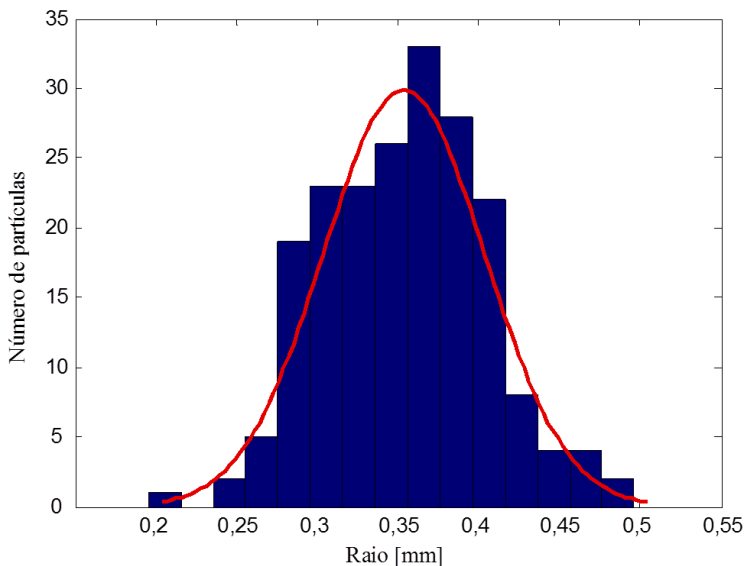


Figura 32 - Distribuição normal de 200 partículas com raio médio $R=0,357\text{mm}$ e desvio padrão de $0,05\text{mm}$ (15%).

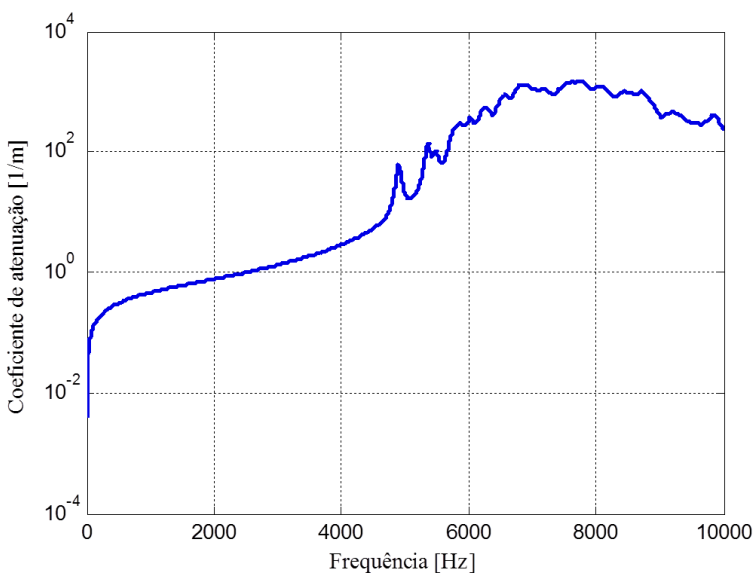


Figura 33 - Curva de atenuação para uma suspensão de bolhas de gás dispersas em fluido refrigerante HC-600a com concentração volumétrica de 0,1%, raio médio $R=0,357\text{mm}$ e desvio padrão de 15%.

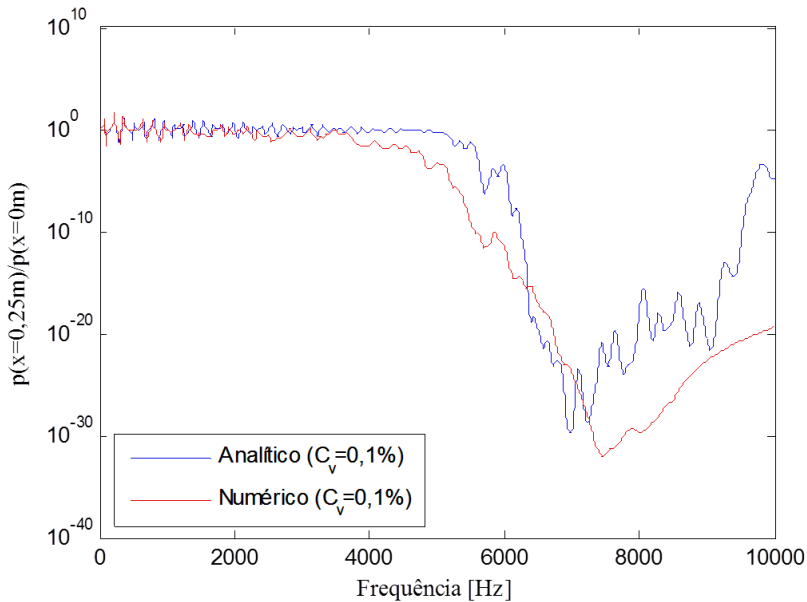


Figura 34 - Comparação analítico/numérica para um fluxo de bolhas com $C_v=0,1\%$ e raio médio $R=0,357\text{mm}$ e desvio padrão de 15%.

A evidência de que a frequência em que o pico de atenuação surge relaciona-se com o raio da bolha e, conseqüentemente, com a sua frequência de ressonância de pulsação, pode ser observada variando-se o raio da partícula. Na Figura 35 tem-se a curva de atenuação calculada para uma suspensão com partículas de raio 0,714mm e na Figura 36 a comparação com o modelo numérico em Elementos Finitos. Nas figuras 37 a 39 têm-se os resultados de considerar-se não somente partículas com um único raio, mas uma distribuição de partículas com raio médio de 0,714mm e desvio padrão de 15%.

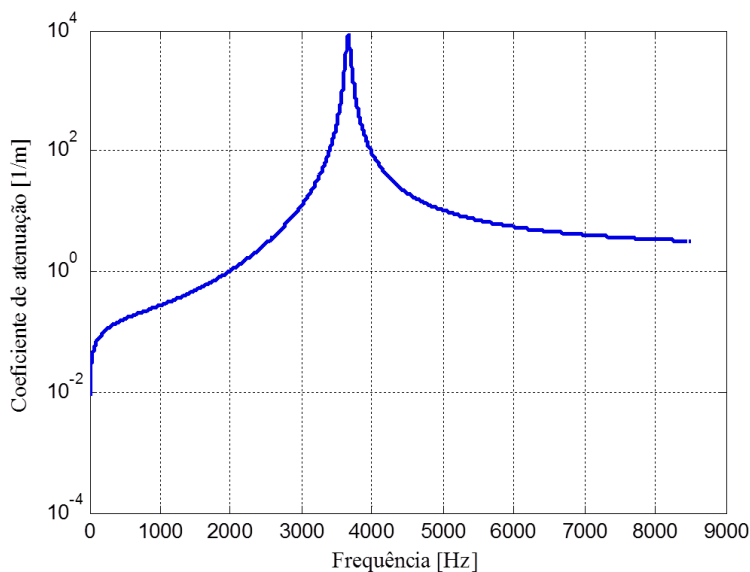


Figura 35 - Curva de atenuação para uma suspensão de bolhas de gás dispersas em fluido refrigerante HC-600a com concentração volumétrica de 0,1% e $R=0,714\text{mm}$.

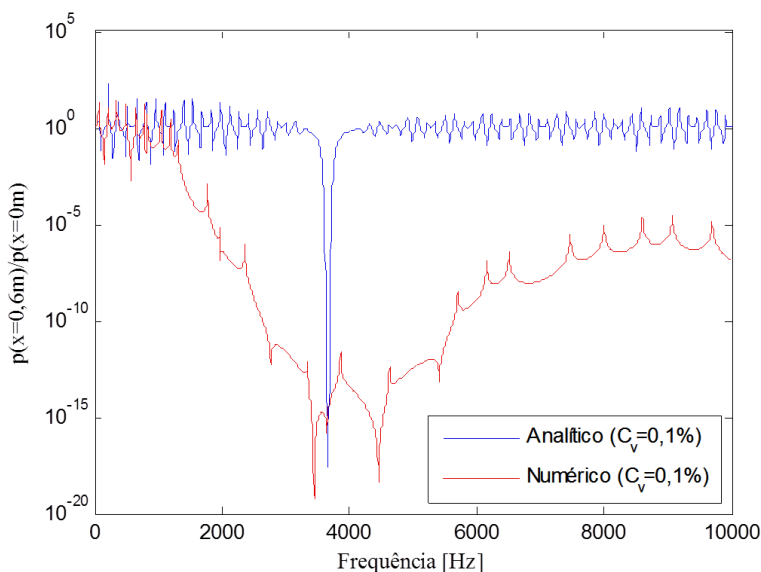


Figura 36 - Comparação analítico/numérica para um fluxo de bolhas com $C_v=0,1\%$ e $R=0,714\text{mm}$.

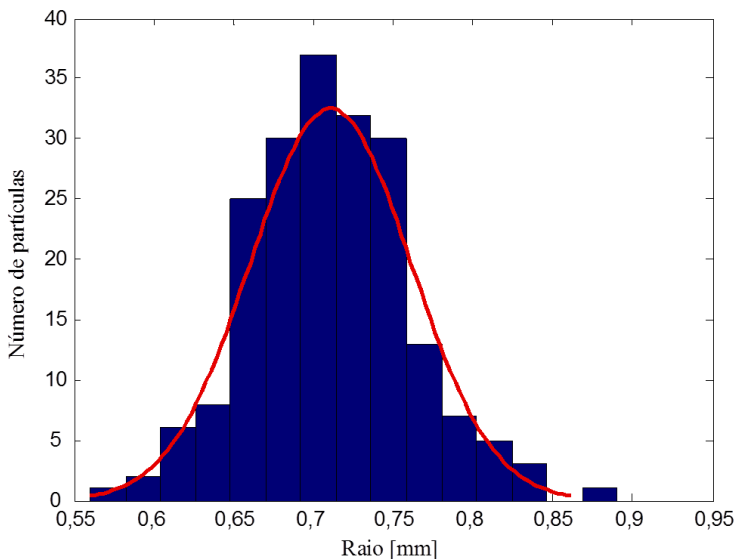


Figura 37 - Distribuição normal de 200 partículas com raio médio $R=0,714\text{mm}$ e desvio padrão de $0,1\text{mm}$ (15%).

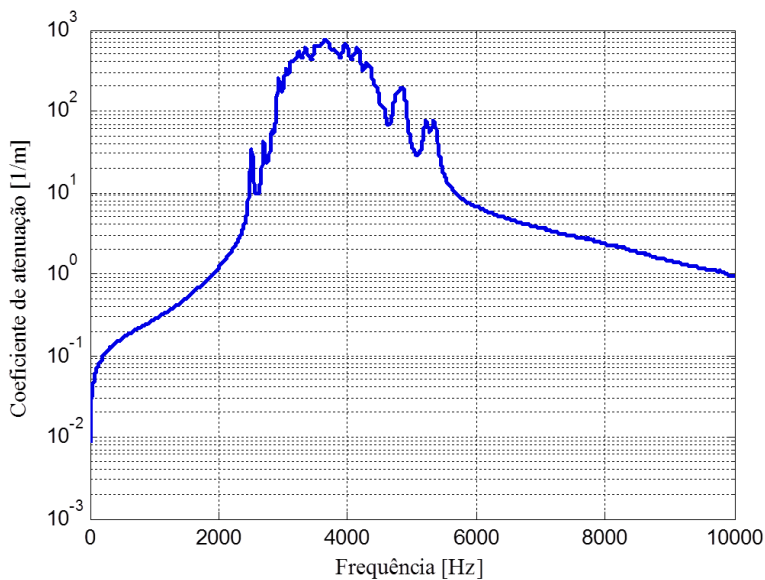


Figura 38 - Curva de atenuação para uma suspensão de bolhas de gás dispersas em fluido refrigerante HC-600a com concentração volumétrica de 0,1%, raio médio $R=0,714\text{mm}$ e desvio padrão de 15%.

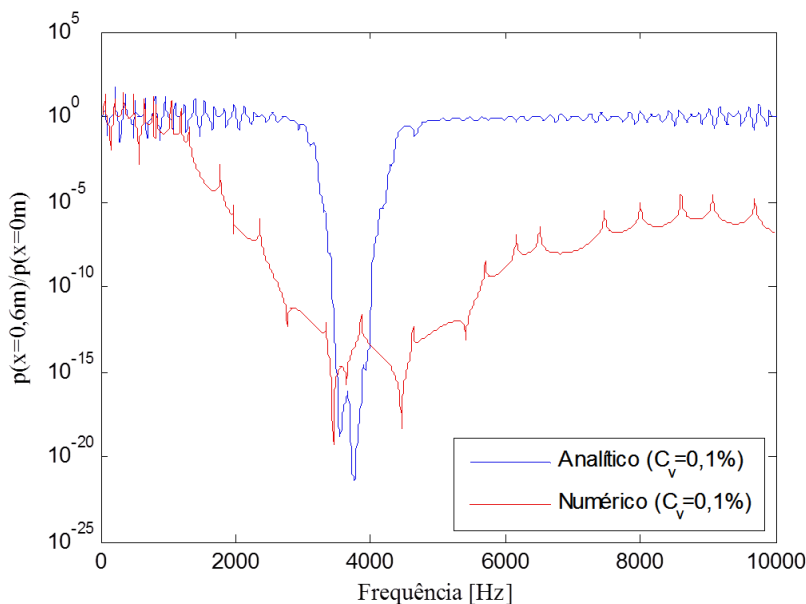


Figura 39 - Comparação analítico/numérica para um fluxo de bolhas com $C_v=0,1\%$, raio médio $R=0,714\text{mm}$ e desvio padrão de 15%.

Tanto os efeitos viscotérmicos do fluxo em dutos (Equação (2.28)), quanto a dispersão por partículas suspensas (Equação (2.33)), apresentam soluções limitadas, principalmente, pelo fato de apresentarem funções de Bessel com argumentos complexos muito grandes, impossibilitando o cálculo quando o raio do duto ou da partícula é muito grande, ou quando a frequência é muito elevada. Esta limitação é bastante documentada no estudo da dispersão de ondas eletromagnéticas por obstáculos esféricos (LENTZ, 1976) (A. LOCK e GOUESBET, 2009).

Em geral, admi-se que a atenuação total devida a todos os mecanismos é a soma das várias formas de absorção. A validade dessa afirmação, entretanto, não é frequentemente discutida, sendo, de fato, não justificável, uma vez que apesar de agirem predominantemente de forma separada, há interação entre os mecanismos. Na prática, entretanto, essa interação é tão pequena que pode ser negligenciada (BLACKSTOCK, 2000).

A aplicação da aferição da velocidade do som e da atenuação em misturas bifásicas é ampla, não só em mudanças de fase em trocadores de calor, mas em monitoramento de dutos de óleo e gás (SELLI, 2007) e

na contagem do número de bolhas (DURAI SWAMI, PRABHUKUMAR e CHAHINE, 1998), por exemplo.

3 MODELO NUMÉRICO DO EVAPORADOR

Mesmo dispondo de modelos analíticos confiáveis que descrevam a velocidade de propagação e a dissipação das ondas acústicas em um meio bifásico, a avaliação de como a energia acústica gera vibrações mecânicas nas paredes da tubulação é bastante complexa para ser tratada analiticamente. Reconhecendo a importância dessa forma de conversão de energia na avaliação do ruído gerado, surge, como uma das formas de quantificá-la, a modelagem numérica da interação fluido-estrutural.

As comparações Analítico/Numéricas apresentadas no capítulo anterior estavam relacionadas somente com a representação do fluido num duto reto, desprezando o efeito da elasticidade das paredes, que, por apresentarem uma impedância finita, afetam tanto a velocidade quanto a atenuação das ondas que propagam-se no interior do duto. O método dos Elementos Finitos (FEM¹), entretanto, permite a avaliação do acoplamento fluido-estrutural, mesmo em geometrias complexas.

Uma vez que o estudo do ruído gerado pelo dispositivo de expansão, e propagado pelo gabinete, requer a avaliação desse acoplamento, foi desenvolvido um modelo fluido-estrutural do evaporador de um refrigerador doméstico pelo FEM, dividido em duas partes: modelagem e validação das tubulações e aletas que compõem o trocador, desconsiderando o fluido (parte estrutural); modelagem do fluido contido no interior da tubulação (fluido) e sua interação com a estrutura (fluido-estrutural).

3.1 MODELO NUMÉRICO ESTRUTURAL

O evaporador estudado é constituído de uma tubulação de alumínio aletada, com a serpentina dobrada de forma a constituir duas fileiras de tubos, cada fileira com 6 tubos horizontais. Uma tubulação adicional, contendo uma resistência elétrica no seu interior, com a finalidade de retirar o acúmulo de gelo que se forma no evaporador, envolve o trocador. O Evaporador e seu modelo numérico estão mostrados nas Figuras 37 e 38, respectivamente.

As aletas são fixadas por interferência na tubulação que forma a serpentina. Essa condição de contato, entretanto, é muito difícil de ser representada no modelo numérico, de modo que todos os contatos foram aproximados por conexões rígidas.

¹ Do inglês, Finite Element Method.

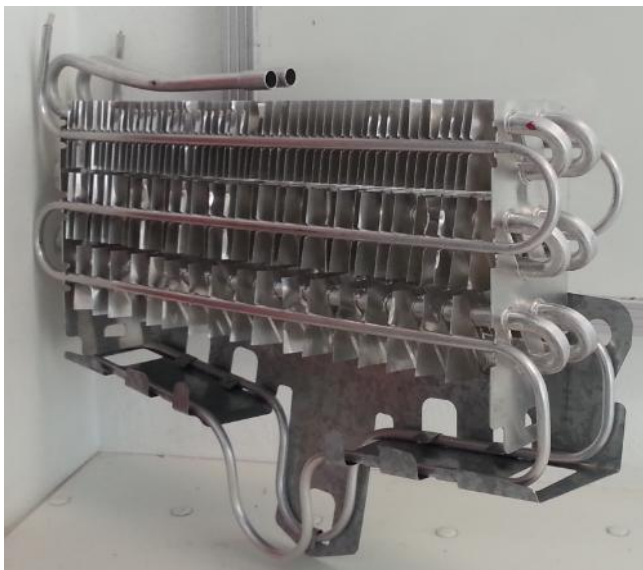


Figura 40 - Evaporador do tipo tubo-aletado utilizado para a modelagem numérica.

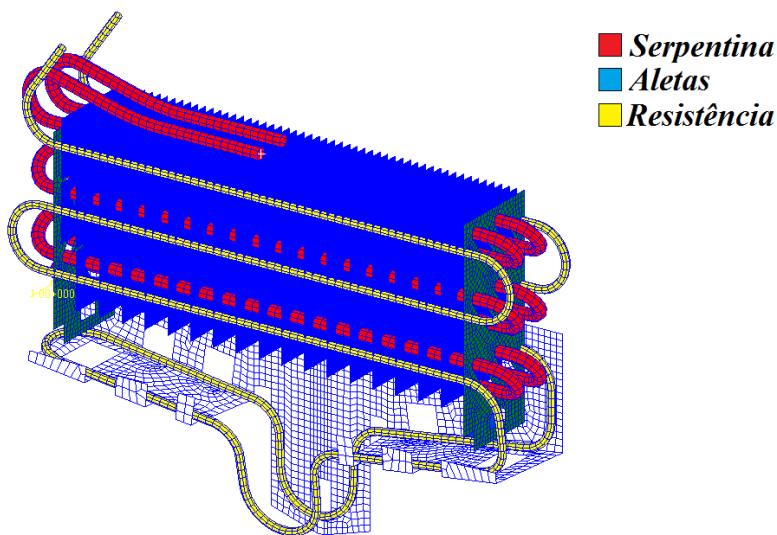


Figura 41 - Modelo em Elementos Finitos do evaporador.

Utilizou-se para a confecção da geometria o software MSC Patran, e na resolução das equações resultantes, o software MSC Nastran.

O modelo estrutural é composto inteiramente por elementos do tipo casca (CQUAD4). Este elemento combina elementos do tipo placa e membrana, conferindo 6 graus de liberdade por nó (deslocamentos em x, y e z e rotações em torno dos eixos x, y e z). Ao todo, o modelo apresenta 34257 nós (cerca de 200000 graus de liberdade) e 31834 elementos.

Os elementos possuem, em média, 5 mm de comprimento, que, considerando-se a velocidade de propagação de onda no alumínio em torno de 6400 m/s, garantem a condição de 10 elementos por comprimento de onda até frequências em torno de 120 kHz. O tamanho médio dos elementos poderia então, ser aumentado de várias vezes, tendo em vista a faixa de frequência de interesse. Entretanto, a representação geométrica da estrutura seria comprometida.

A validação do modelo foi realizada experimentalmente. Para isso, a estrutura foi suspensa por cabos flexíveis e foram obtidas algumas Funções de Resposta em Frequência (FRF) de aceleração por força. A força foi aplicada por um martelo de impacto (dados de calibração fornecidos pelo fabricante), e as acelerações obtidas por meio de um acelerômetro, calibrado antes das medições. O martelo de impacto permite duas configurações de ponteiros: ponteira de aço e ponteira com cobertura de vinil. A diferença decorrente do uso dessas duas configurações são os espectros da força, que são indicados na Figura 43.



Figura 42 - Martelo de impacto com diferentes ponteiros e acelerômetro sendo calibrado.

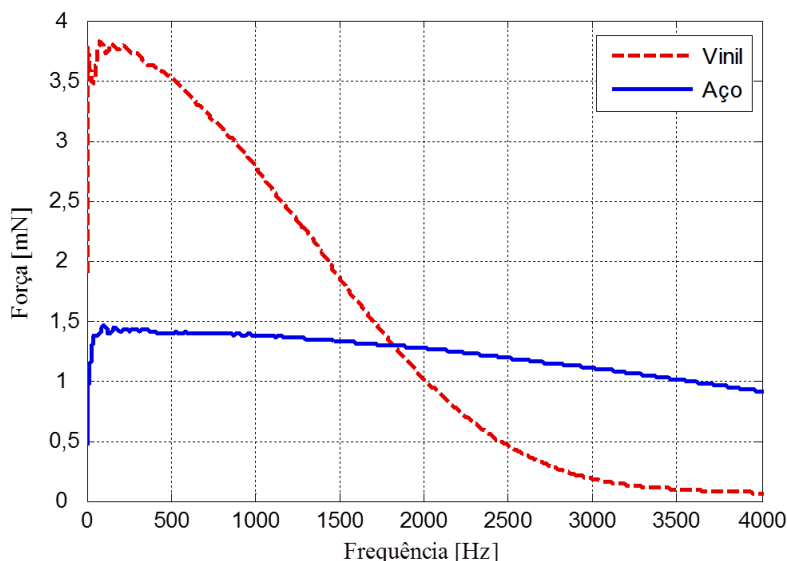


Figura 43 - Espectros da força resultante do uso de diferentes ponteiros.

A ponteira de aço provê um espectro plano com a amplitude praticamente constante com a frequência. Já a cobertura de vinil aumenta o tempo de impacto, resultando num espectro com a energia concentrada nas baixas frequências. Como o ruído de expansão apresenta-se em geral numa faixa de frequência entre 100 Hz e 400 Hz, optou-se pela utilização da cobertura de vinil na ponteira do martelo de impactação, a fim de realçar esta faixa de frequência. As especificações dos equipamentos utilizados são resumidas na Tabela 3.

Tabela 3 - Equipamentos utilizados na obtenção das FRFs.

Equipamento	Modelo	Número de Série	Sensibilidade
Martelo de Força	086E80	30928	20,34 mV/N
Acelerômetro	352C22	LW156726	1,090 mV/ms ²
Calibrador de acelerômetro	394C06	LW5860	9,8 m/s ² em 159,2 Hz

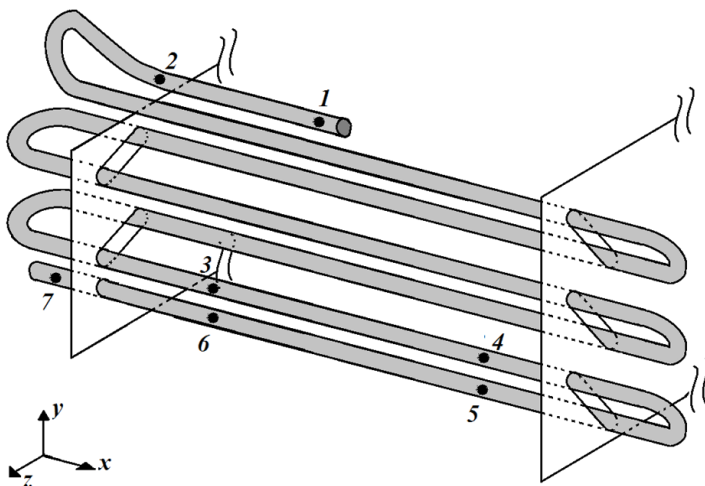


Figura 44 - Pontos de impactação e resposta para obtenção das FRF's experimentais.

Devido às características construtivas do trocador, a instrumentação torna-se bastante limitada. Escolheram-se alguns pontos ao longo do tubo que forma a serpentina para a aquisição do sinal de aceleração, conforme indicados esquematicamente na Figura 44.

O ponto de excitação arbitrado foi o ponto 7, devido à maior facilidade de acesso e à maior rigidez estrutural encontrada nesse ponto (localizado próximo à uma curvatura), facilitando a impactação. Tanto o impacto provido pelo martelo quanto as acelerações medidas encontravam-se alinhadas com a direção z , indicada na Figura 44. Assim, foram obtidas várias FRFs experimentais, posteriormente comparadas com as acelerações obtidas numericamente com o modelo simulando uma condição de contorno livre-livre excitado por uma força unitária no mesmo ponto direção e sentido da impactação experimental. A estrutura suspensa com o acelerômetro instalado é indicada na Figura 45.

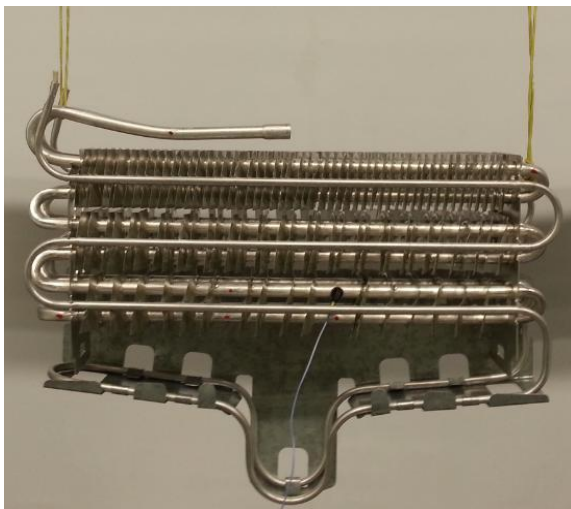


Figura 45 - Evaporador suspenso por cabos flexíveis.

A Figura 46 mostra uma FRF típica, a qual neste caso representa a resposta no ponto devido a aplicação da excitação no ponto 7. A coerência entre os sinais de excitação e resposta é mostrada na Figura 47.

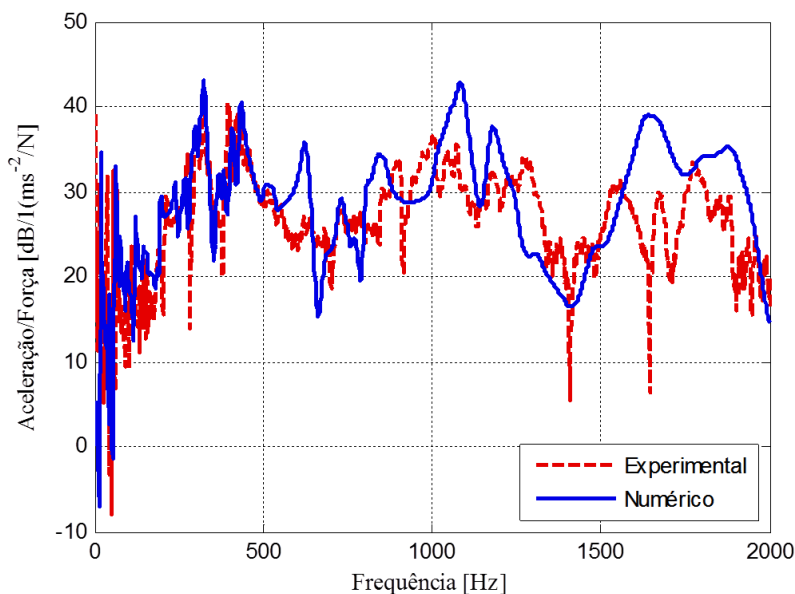


Figura 46 - FRF: Aceleração (Ponto 5)/Força (Ponto7).

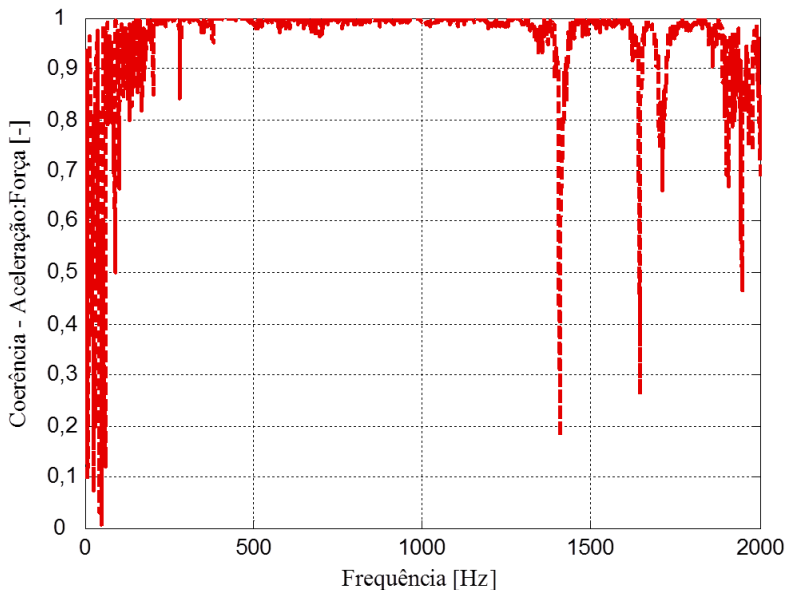


Figura 47 - Coerência: Aceleração (ponto 5): Força (Ponto 7).

O modelo numérico apresenta boa concordância com os dados experimentais em baixas frequências (até cerca de 700 Hz), mas apresenta grandes divergências em frequências mais elevadas. A dificuldade de representação dos contatos entre as aletas e a tubulação que compõem a serpentina, sem dúvida, interfere nos resultados. Entretanto, o elevado tempo necessário para o aprimoramento do modelo não se justifica, levando-se em conta a faixa de frequência de manifestação do ruído de expansão, que ocorre entre 200 Hz e 400 Hz. O modelo numérico estrutural, dessa forma, se mostra satisfatório.

3.2 MODELO NUMÉRICO FLUIDO-ESTRUTURAL

Os modelos analíticos apresentados no capítulo 2 indicam que a velocidade do som ao longo do evaporador, na maior parte dos casos, aproxima-se da velocidade do som da fase gasosa, com grande atenuação no campo acústico.

Diferente do modelo numérico estrutural, que é inteiramente composto por elementos do tipo casca (CQUAD4, no software comercial MSC Nastran), o fluido é constituído de elementos sólidos (CHEXA).

A esses elementos podem-se atribuir um módulo de compressibilidade adiabático e uma densidade.

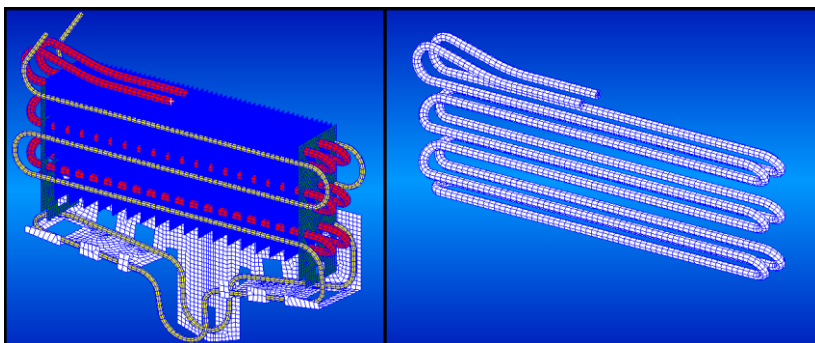


Figura 48 - Modelo numérico estrutural do evaporador (Elementos tipo casca) e modelo numérico do fluido (elementos tipo sólido).

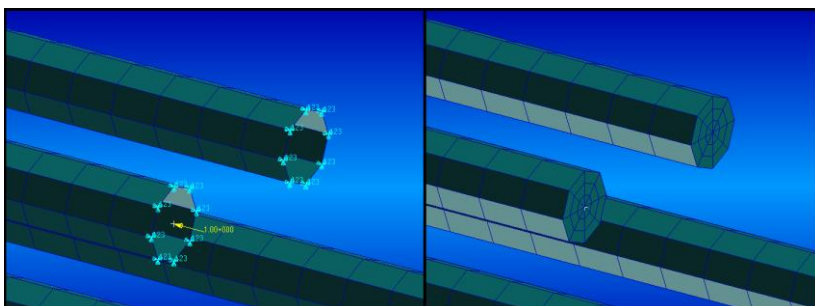


Figura 49 – Detalhes do modelo numérico da tubulação (Elementos tipo casca) e modelo numérico do fluido (elementos tipo sólido).

A malha em Elementos Finitos é construída de forma que os nós dos elementos tipo casca que compõem a tubulação sejam coincidentes com os nós externos dos elementos do fluido. Esse tipo de configuração é mais eficiente na resolução do acoplamento fluido-estrutural (MSC SOFTWARE CORPORATION, 2004).

O modelo permite a imposição de uma pressão prescrita na entrada do evaporador e uma impedância na saída do mesmo, ambas no domínio da frequência. Assim sendo, pode-se medir experimentalmente a pressão acústica na entrada do trocador e atribuir esses dados ao modelo numérico. As respostas vibracionais das paredes da tubulação obtidas numérica e experimentalmente são então, passíveis de comparação.

O tempo de computação é significativamente maior quando compara-se o modelo fluido-estrutural com o modelo estrutural apenas. Apesar de cada nó do fluido acrescentar apenas um grau de liberdade ao problema (pressão), o requerimento do uso de elementos sólidos hexagonais implica num substancial aumento do número de nós do modelo. O modelo fluido-estrutural apresenta 56408 nós (cerca de 235000 graus de liberdade) e cada passo de frequência leva, em média, 5 minutos para ser resolvido (contra cerca de 12 segundos do modelo estrutural), utilizando um desktop com processador de 2.8 GHz e 4 GB de memória RAM).

Além disso, um modelo numérico em Elementos Finitos raramente é analisado uma única vez, seja por questões de ajuste de modelo ou predição do comportamento real da estrutura em condições distintas. Esses fatores são imprescindíveis na escolha da faixa e passos de frequências adotados no modelo numérico.

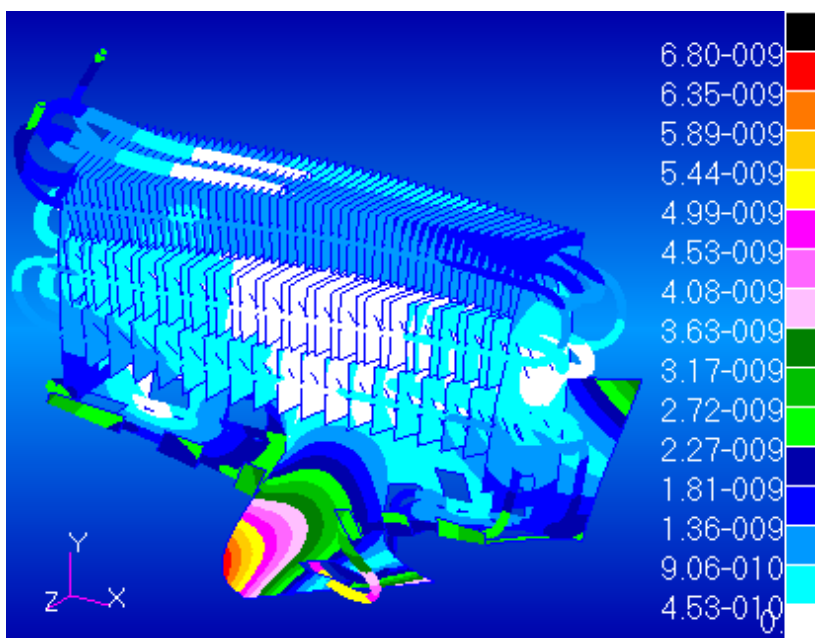


Figura 50 - Resposta estrutural na forma de deslocamento (m) a uma excitação de pressão unitária (1 Pa) com variação temporal harmônica em 250 Hz.

Na Figura 50 é mostrada a resposta translacional do evaporador a uma pressão de magnitude unitária na entrada do evaporador. É evidente

o potencial que essa fonte de excitação possui na geração de vibrações mecânicas.

4 DADOS EXPERIMENTAIS

4.1 DETERMINAÇÃO DOS NÍVEIS DE POTÊNCIA SONORA

Os níveis de potência sonora do refrigerador foram obtidos segundo a norma NBR 13910-1. O refrigerador foi instalado sobre o piso da Câmara Reverberante 2 do LVA, com uma distância mínima de 10 mm entre a parte traseira do aparelho e uma das paredes da câmara. As demais paredes da câmara ficaram distantes de no mínimo 1 m do aparelho. Termopares instalados ao longo do circuito de refrigeração e no interior do refrigerador foram utilizados para monitorar e garantir que o aparelho estivesse operando em regime permanente durante as medições. A Figura 51 mostra os pontos de instalação dos termopares.

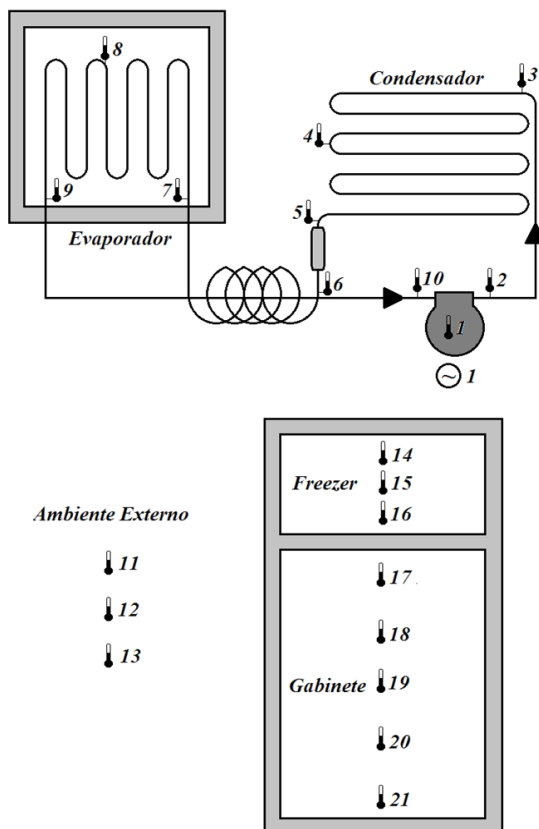


Figura 51 - Pontos de medição de temperatura do refrigerador.

Considera-se regime permanente quando a variação das temperaturas ao longo dos ciclos se repete, conforme indicado nas Figuras 52 a 56. A determinação dos períodos de funcionamento do compressor é feita pelo monitoramento do sinal de alimentação do mesmo, indicado na Figura 57.

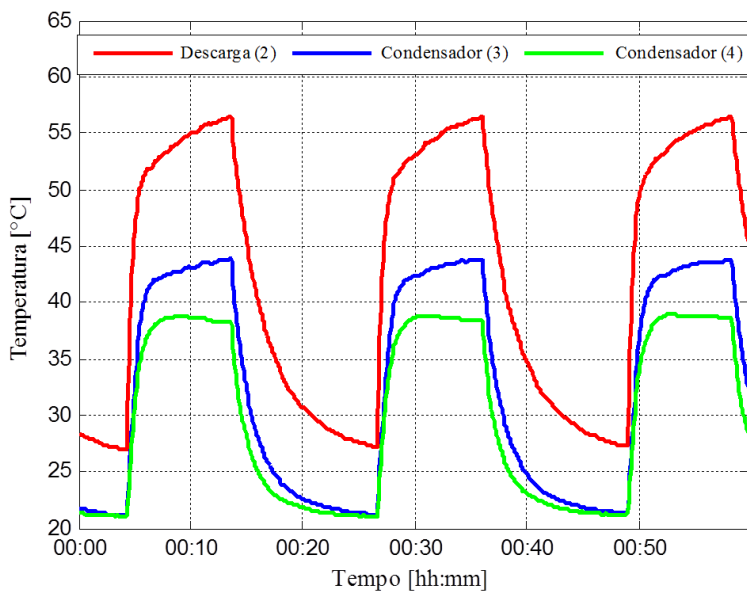


Figura 52 - Variação de temperaturas ao longo dos ciclos nos pontos 2, 3 e 4.

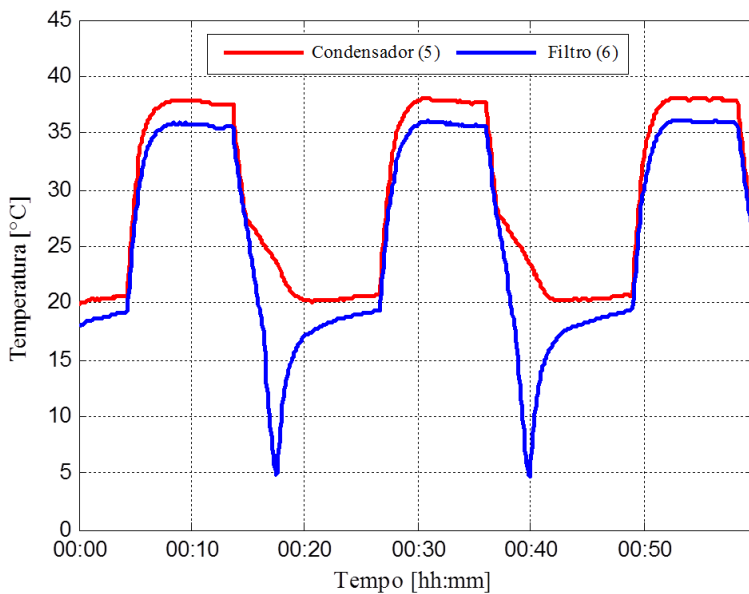


Figura 53 - Variação de temperaturas ao longo dos ciclos nos pontos 5 e 6.

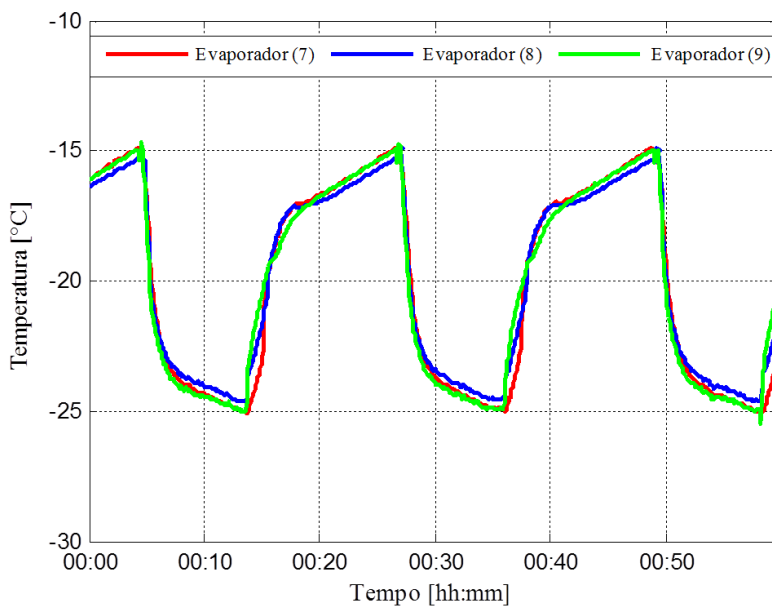


Figura 54 - Variação de temperaturas ao longo dos ciclos nos pontos 7, 8 e 9.

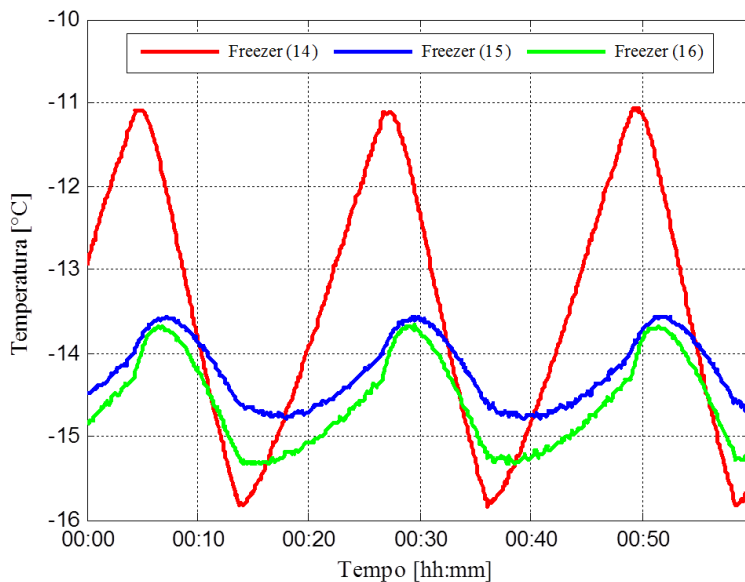


Figura 55 - Variação de temperaturas ao longo dos ciclos nos pontos 14, 15 e 16.

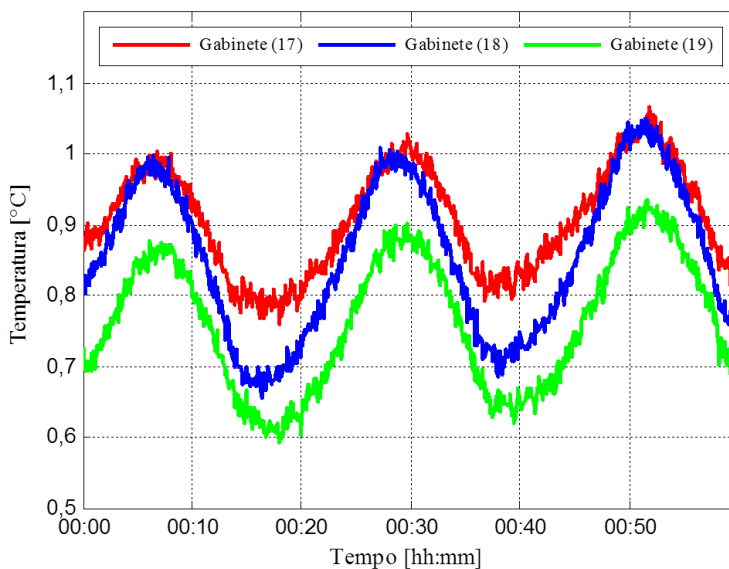


Figura 56 - Variação de temperaturas ao longo dos ciclos nos pontos 17, 18 e 19.

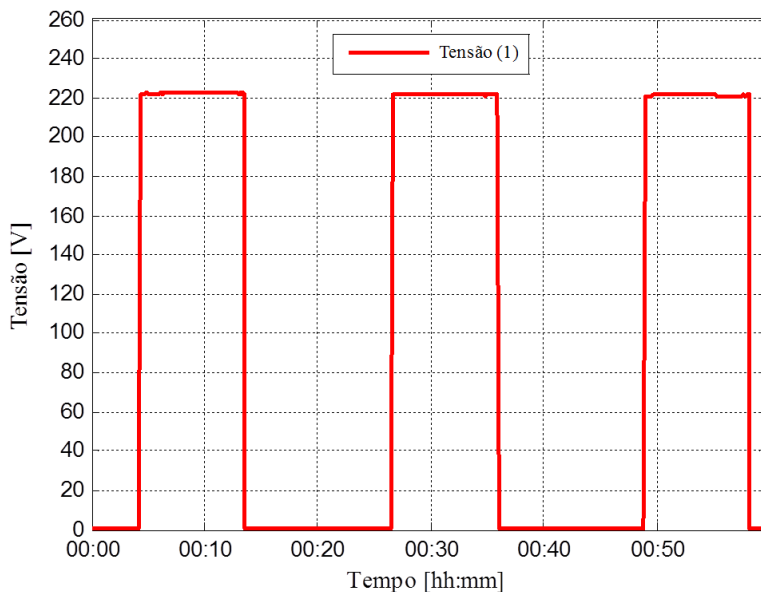


Figura 57 - Sinal da tensão de alimentação do compressor.

Por meio de um microfone móvel, foi obtida a média espacial-temporal dos níveis de pressão sonora no interior da câmara reverberante em 1/3 de oitava e ponderados em A (dB(A)). A média temporal teve início 1 minuto após a partida do compressor e encerrou-se no seu desligamento. A potência sonora foi então determinada segundo o método da comparação, com o auxílio de uma fonte de referência calibrada.

Para a determinação da contribuição do fenômeno da expansão do fluido refrigerante no ruído global, foi elaborado um aparato experimental que buscou isolar o ruído dessa fonte sem comprometer o funcionamento típico de um refrigerador. Conforme mencionado anteriormente, como formas predominantes na geração de ruído (e vibração mecânica) em um refrigerador, destacam-se o funcionamento do compressor e o sistema de ventilação. A fim de separar esses fenômenos, utilizou-se de dois refrigeradores idênticos, cada um contendo uma parte do ciclo de refrigeração.

No interior de uma câmara reverberante posicionou-se um refrigerador contendo o tubo capilar e o evaporador, e no exterior da câmara, um refrigerador com o compressor e o condensador. Essa configuração permite a avaliação do ruído e vibrações geradas pelo dispositivo de

expansão, sem a interferência dos outros componentes, não descaracterizando, entretanto, o ciclo de funcionamento do refrigerador.

O sistema de refrigeração é alterado devido à diferente carga de gás que o novo sistema demanda. Nenhum estudo quantitativo quanto à nova carga de gás, entretanto, foi realizado. Apenas garantiu-se que a nova carga suprisse qualitativamente o funcionamento do refrigerador (mesmas temperaturas durante o ciclo).

Durante as medições, o sistema de ventilação foi interrompido, garantindo que a única fonte de ruído provesse do dispositivo de expansão. Na Figura 58 é indicada esquematicamente a montagem com dois refrigeradores, e na Figura 59, os níveis de potência sonora relativos a cada fonte de ruído. As especificações dos equipamentos utilizados são resumidas na Tabela 4.

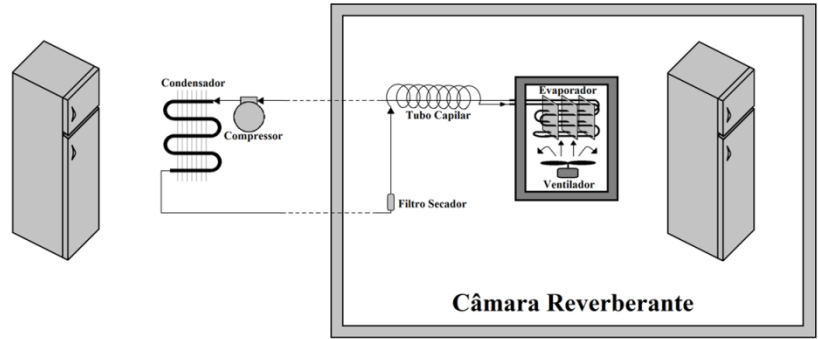


Figura 58 - Montagem experimental de dois refrigeradores contendo partes diferentes do ciclo de refrigeração.

Tabela 4 - Equipamentos utilizados para a obtenção dos níveis de potência sonora.

Equipamento	Modelo	Número de Série	Sensibilidade
Rotating Microphone boom	3923	2610779	-
Microfone	378B20	LW110597	47,21 mV/Pa
Calibrador de microfone	CAL200	9260	1 Pa em 1000 Hz
Fonte de referência	4204	820153	-

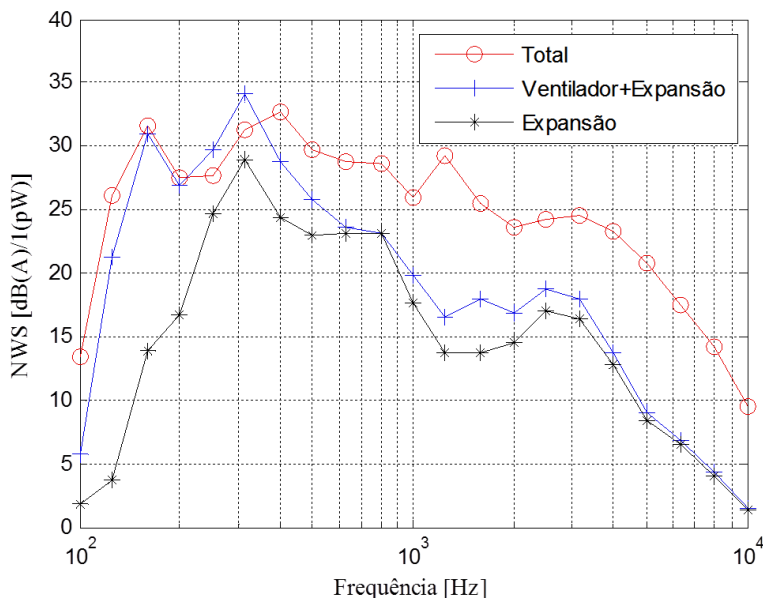


Figura 59 - Níveis de Potência Sonora do refrigerador.

Nota-se a predominância do fenômeno de expansão na banda de frequência de 300 Hz. Evidencia-se ainda, a grande contribuição do sistema de ventilação em frequências abaixo dessa banda de frequência. Essa informação mostra-se extremamente relevante na escolha da faixa de frequência na qual os modelos numéricos devem concentrar-se, uma vez que o tempo computacional dispendido é bastante alto.

4.2 DETERMINAÇÃO DOS NÍVEIS DE PRESSÃO INTERNA DO ESCOAMENTO E DAS ACELERAÇÕES DAS PAREDES DAS TUBULAÇÕES

As oscilações de pressão na saída do tubo capilar (entrada do evaporador) constituem a fonte de excitação da estrutura, servindo também como fonte de excitação do modelo numérico. Um transdutor de pressão instalado na entrada do evaporador fornece então, os dados de entrada para o modelo numérico, enquanto 3 acelerômetros instalados ao longo da serpentina fornecem os dados para posterior comparação com o modelo fluido-estrutural. Na Figura 60 é indicada a instrumentação adotada durante os testes, e as especificações dos transdutores utilizados são resumidos na Tabela 5.

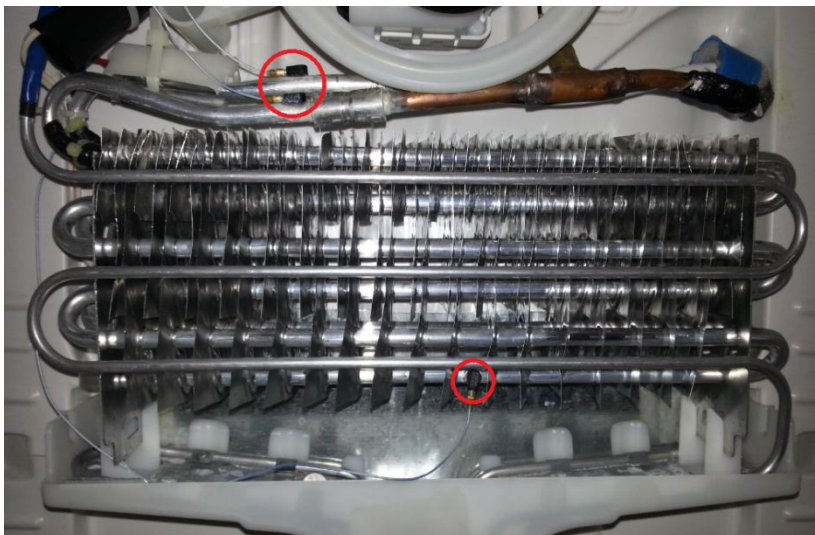


Figura 60 - Evaporador instrumentado com acelerômetros.

É necessário fazer algumas considerações quanto à instalação dos transdutores de pressão. As dimensões do transdutor são da mesma ordem de grandeza do diâmetro da tubulação, de forma que a montagem requer o uso de um alojador para o transdutor, indicado na Figura 61.

Tabela 5 - Equipamentos utilizados para a obtenção da pressão interna do escoamento e das acelerações da tubulação.

Equipamento	Modelo	Número de Série	Sensibilidade
Transdutor de pressão ¹	112A22	20850	99,82 mV/psi
Acelerômetro	352C22	LW156726	1,090 mV/ms ²
Acelerômetro	352C22	LW156727	1,061 mV/ms ²
Acelerômetro	352C22	LW156728	1,040 mV/ms ²
Calibrador de acelerômetro	394C06	LW5860	9,8 m/s ² em 159,2 Hz

¹ Não há calibrador para o transdutor de pressão, de modo que a sensibilidade adotada nos testes é a indicada pelo fabricante.

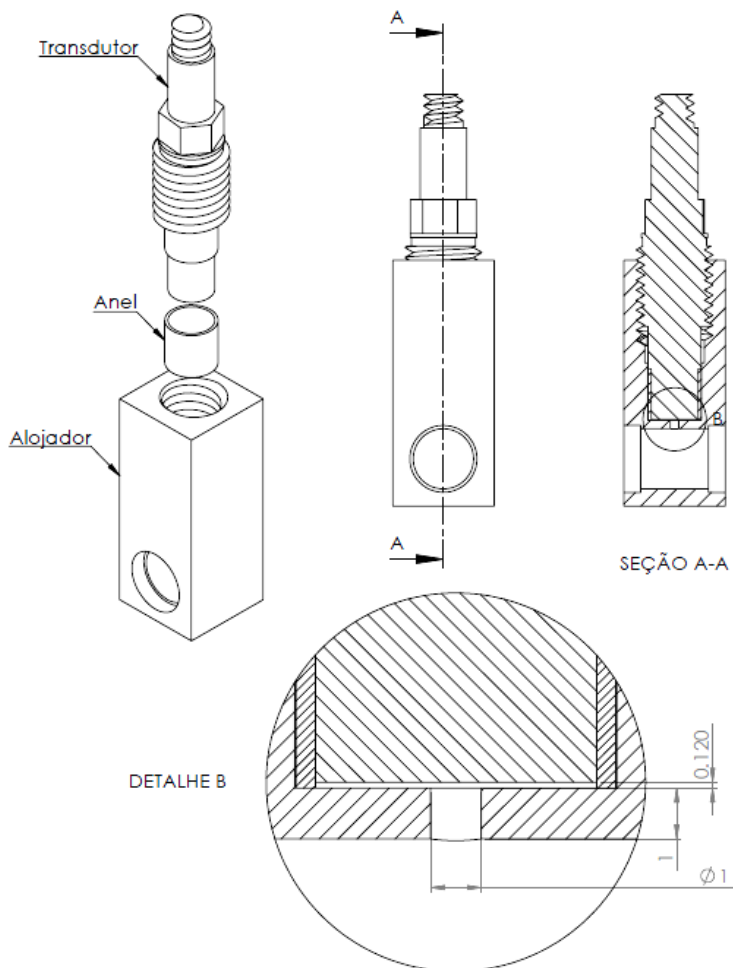


Figura 61 - Montagem do transdutor de pressão com algumas dimensões [mm] indicadas.

Esse tipo de montagem recuada, onde o transdutor não está em contato direto com escoamento, minimiza a descaracterização do escoamento, mas cria uma cavidade que pode atuar como um filtro (ressonador de Helmholtz). Para evitar esse efeito, a montagem deve ser feita de forma a minimizar ao máximo o volume da cavidade. Essa função (minimização do volume da cavidade criada) cabe a um pequeno anel, também indicado na Figura 61, com dimensões tais que, a altura da cavidade seja de apenas 0,12 mm.

Deve-se salientar que os resultados obtidos nos testes para a determinação dos níveis de potência sonora resultam de uma média temporal. O funcionamento do refrigerador, entretanto, gera um fluxo altamente oscilatório. As oscilações resultam das diferentes vazões instantâneas fornecidas pelo compressor e pelo dispositivo de expansão, que não são idênticas. Apesar de se ter a mesma vazão mássica média, ocorre de instantaneamente o compressor prover mais vazão que o dispositivo de expansão e vice-versa. Essa diferença de vazão mássica é compensada pelo dispositivo de expansão, que eventualmente admite no seu interior o fluido refrigerante em estado gasoso (idealmente a admissão é feita somente no estado líquido), na forma de pequenas bolhas, diminuindo assim, a vazão mássica que passa por esse dispositivo.

Essa admissão de bolhas gera oscilações de pressão mais severas na entrada do evaporador, resultando em maiores oscilações de aceleração e, conseqüentemente, maiores oscilações no Nível de Pressão Sonora medida na câmara reverberante, conforme ilustrado nas Figuras 62 a 65.

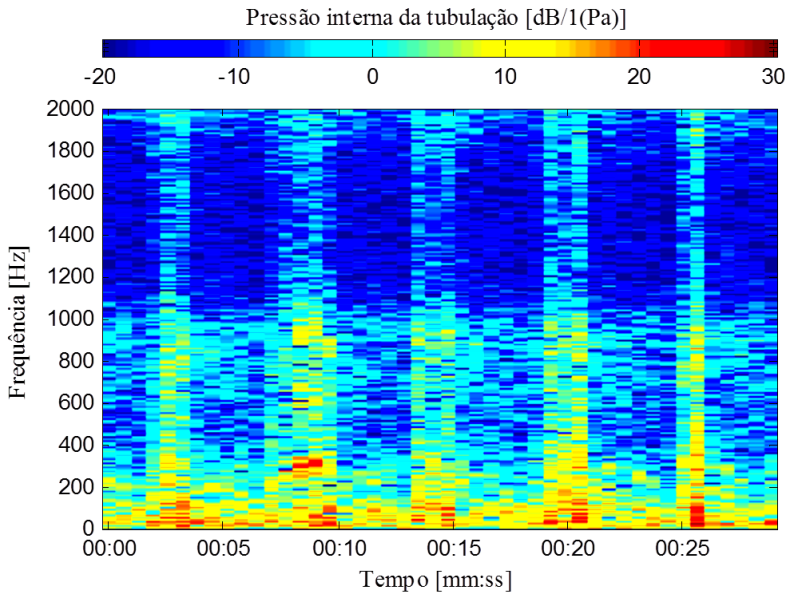


Figura 62 - Variação da pressão interna com o tempo.

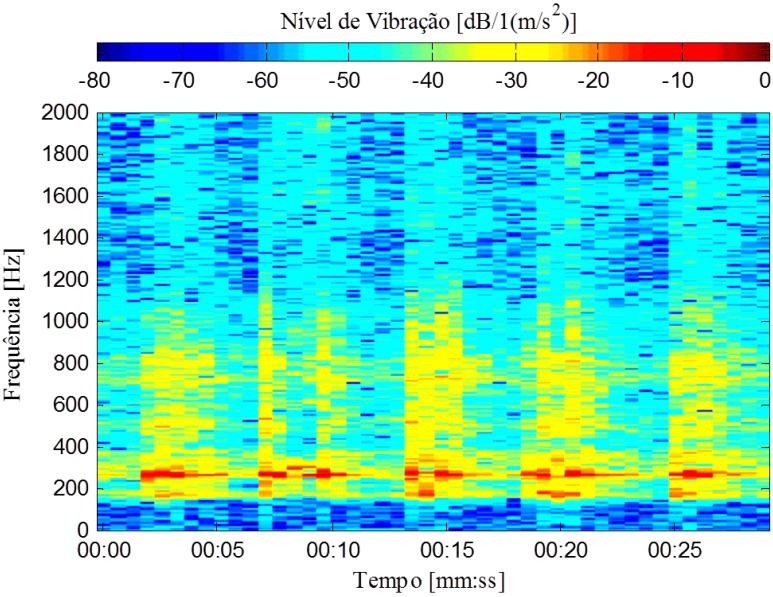


Figura 63 - Variação da aceleração na entrada do evaporador com o tempo.

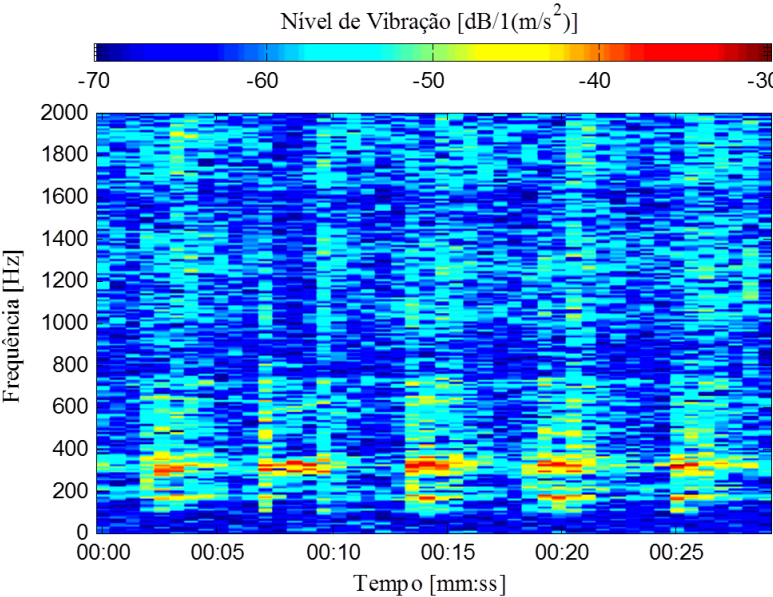


Figura 64 - Variação da aceleração no gabinete com o tempo.

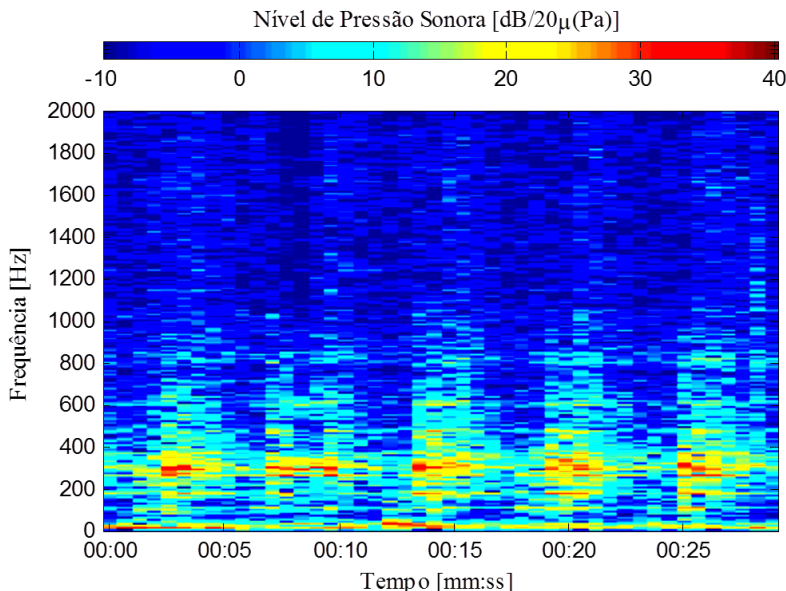


Figura 65 - Variação do nível de pressão sonora na câmara reverberante com o tempo.

Nota-se claramente não só o funcionamento tipicamente oscilatório do sistema, como, também, a concentrada faixa de frequência, entre 200 Hz e 400 Hz, em que as excitações são mais destacadas.

De posse dessas informações, limitou-se o modelo numérico fluido-estrutural do evaporador à faixa de frequência entre 150 Hz e 450 Hz, com passos de frequência de 2,0 Hz. Mesmo abrangendo poucas frequências, o modelo numérico mostrou-se extremamente dispendioso em termos de tempo de computação, requerendo aproximadamente 12 h de processamento para analisar o problema (Utilizando um desktop com processador de 2,8 GHz e 4 GB de memória RAM).

Na Figura 66 pode-se observar um espectro típico da pressão dinâmica medida na entrada do evaporador nos instantes de maior amplitude. Esse espectro serviu de excitação para o modelo numérico fluido-estrutural. As respostas dinâmicas, na forma de aceleração, dos nós referentes aos pontos onde foram instalados os acelerômetros são indicadas nas Figuras 67 a 69.

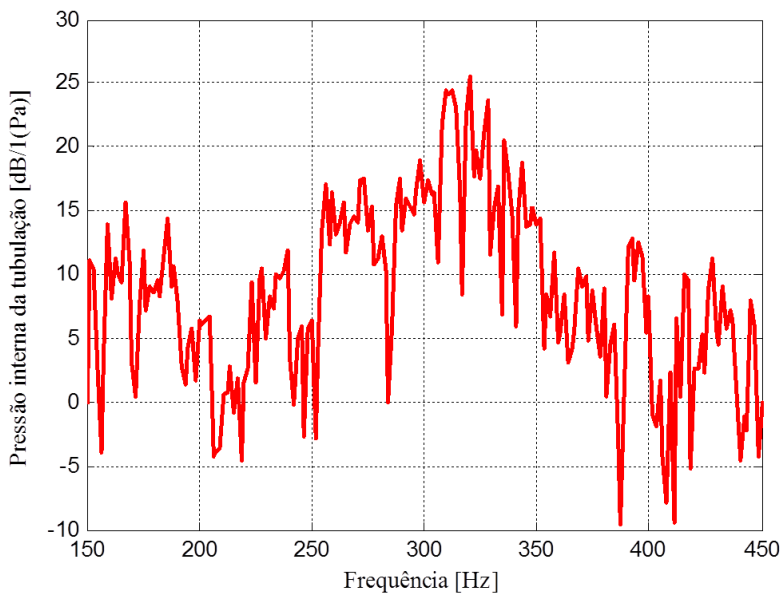


Figura 66 - Espectro da pressão interna medida na entrada do evaporador.

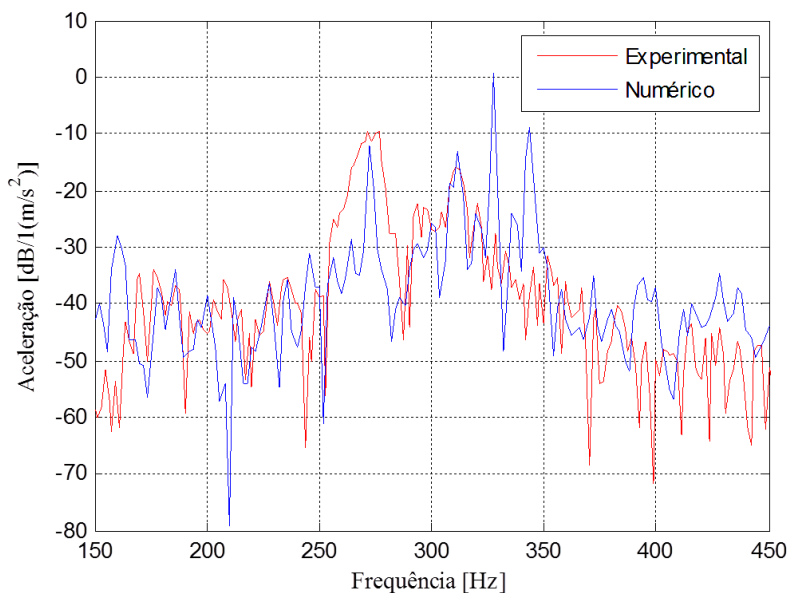


Figura 67 - Comparação Numérico/Experimental da aceleração na entrada do evaporador.

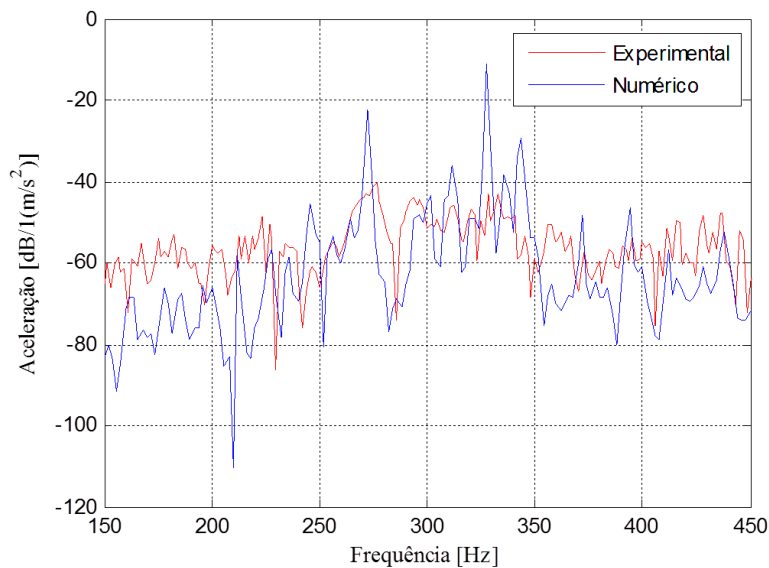


Figura 68 - Comparação Numérico/Experimental da aceleração na saída do evaporador.

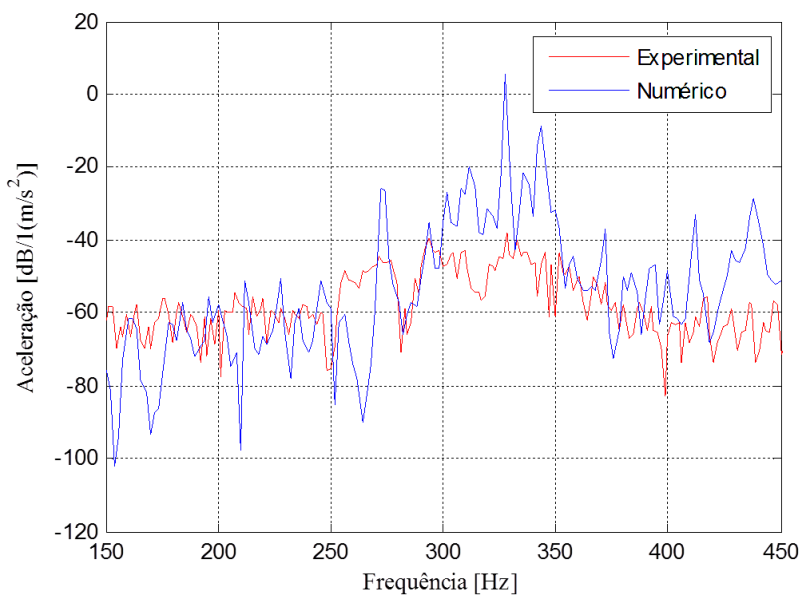


Figura 69 - Comparação Numérico/Experimental da aceleração no meio do evaporador.

O modelo numérico representa de forma satisfatória a tendência das curvas de resposta obtidas experimentalmente, principalmente na entrada do evaporador, mais próximo à fonte de excitação. Quantitativamente, entretanto, há grandes divergências nos pontos mais afastados da fonte de excitação. O modelo numérico evidencia ressonâncias estruturais que não estão presentes experimentalmente, superestimando a resposta vibracional em algumas frequências, ao mesmo passo em que subestima a resposta em outras faixas de frequência.

A comparação numérico/experimental carece certamente de um número maior de pontos de medição. Entretanto, as características estruturais tornam inviável a instalação de um número maior de transdutores. Ainda quanto à instalação de um número maior de transdutores, deve-se ressaltar que a estrutura do evaporador é bastante leve, de sorte que a adição de novos transdutores resulta em um aumento de massa da estrutura não prevista no modelo numérico desenvolvido.

Apesar das discrepâncias, a principal vantagem dos modelos numéricos é sua versatilidade na implementação de variações estruturais, como diferentes raios de curvatura, espessuras, materiais empregados e restrições de movimento, por exemplo. Uma vez que o modelo indica uma boa concordância, ainda que apenas qualitativa, com a resposta experimental, podem-se introduzir mudanças geométricas na estrutura e prever o seu comportamento real, mudanças essas, muitas vezes inviáveis experimentalmente.

Nas Figuras 70 a 72 são apresentadas as variações esperadas resultantes do aumento da espessura das paredes da tubulação que compõe a serpentina do evaporador, e nas Figuras 73 a 75 as variações devidas à alteração do material do qual é feita a serpentina, de alumínio para cobre.

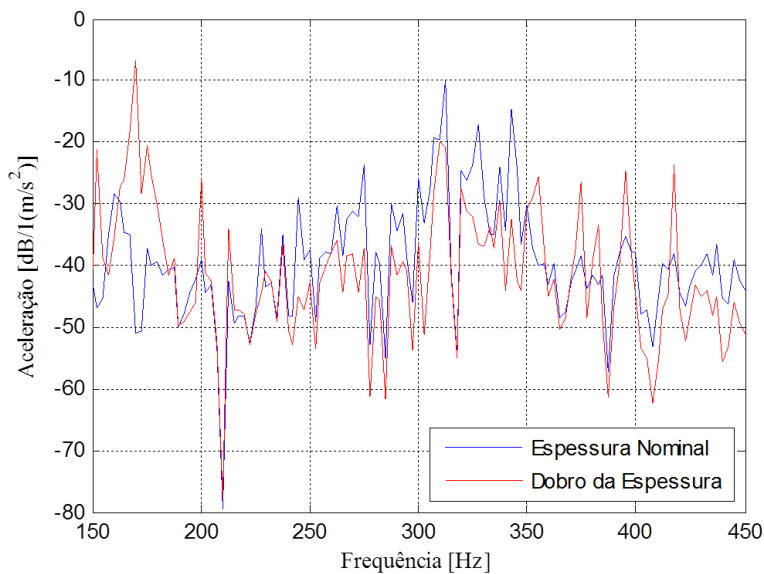


Figura 70 - Variações resultantes da alteração da espessura de parede – Entrada do evaporador.

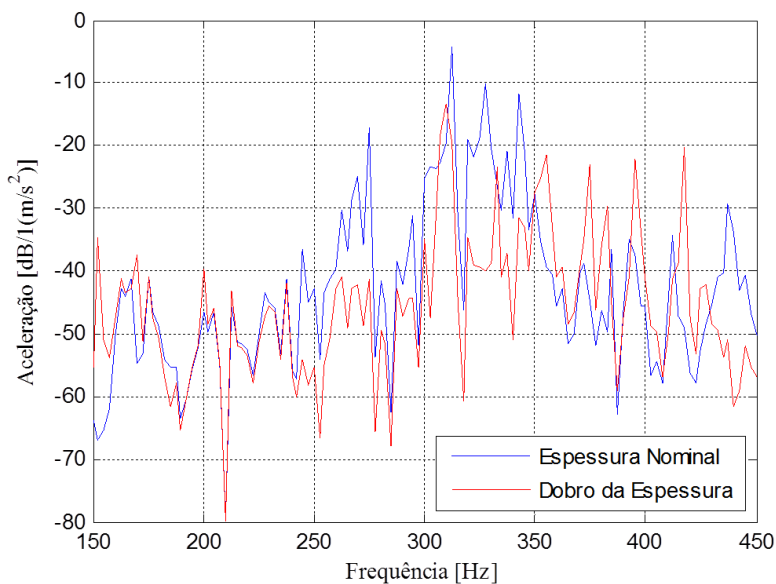


Figura 71 - Variações resultantes da alteração da espessura de parede – Meio do evaporador.

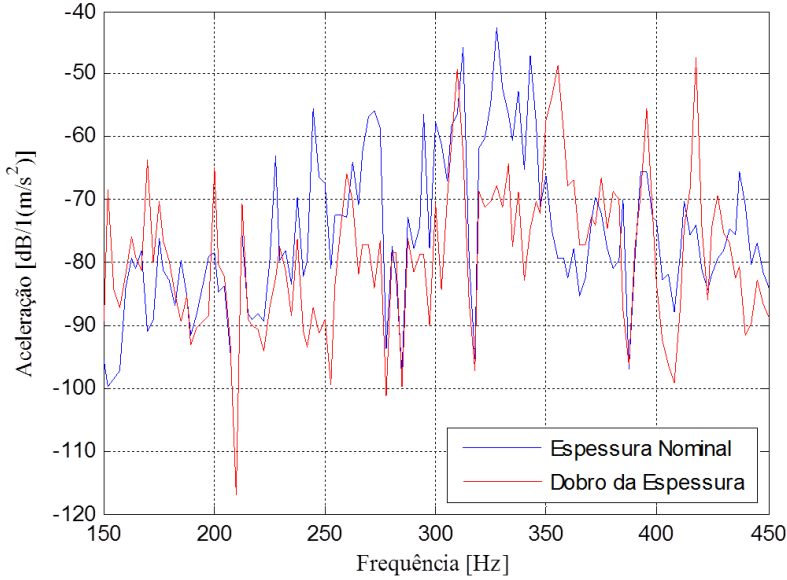


Figura 72 - Variações resultantes da alteração da espessura de parede – Saída do evaporador.

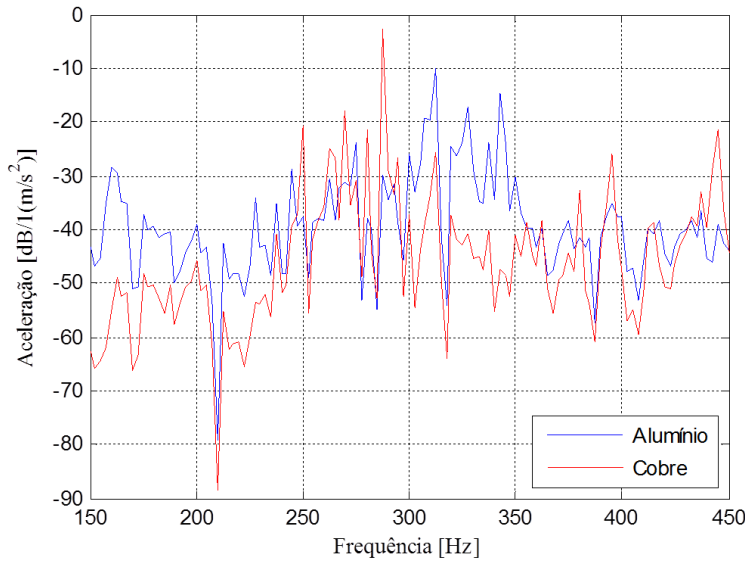


Figura 73 - Variações resultantes da alteração do material da serpentina – Entrada do evaporador.

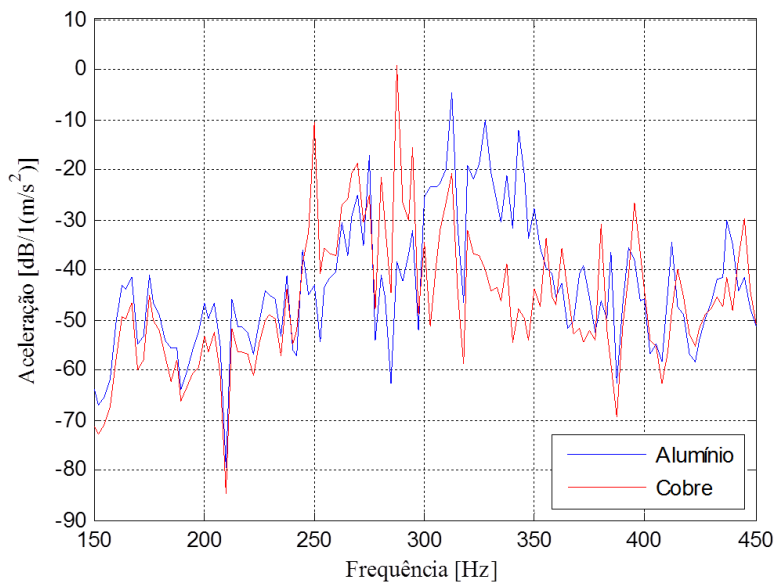


Figura 74 - Variações resultantes da alteração do material da serpentina – Meio do evaporador.

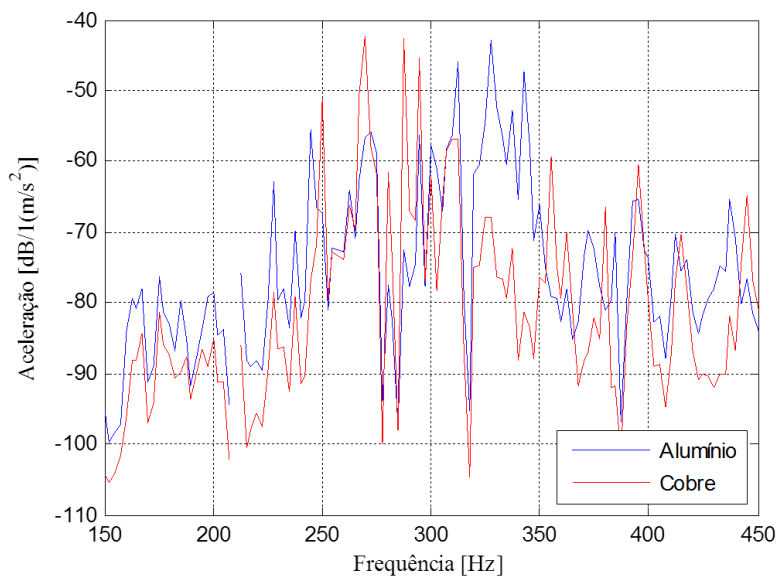


Figura 75 - Variações resultantes da alteração do material da serpentina – Saída do evaporador.

O aumento da espessura da parede eleva a amplitude da aceleração em algumas ressonâncias. Principalmente na entrada do evaporador, onde na faixa de frequência entre 150 Hz e 200 Hz surge um pico antes não notado. Entre 300 Hz e 350 Hz, onde se dão as respostas mais significativas, entretanto, há uma diminuição das amplitudes de vibração.

Quando da troca do material do qual a serpentina é feita, de forma geral, há diminuição em todo o espectro de frequência analisado, exceto, novamente, por alguns picos de ressonância.

Há uma grande limitação do modelo numérico na representação do escoamento. Ao considerar-se um fluido estático no qual as ondas se propagam, negligenciam-se as forças exercidas pelo escoamento, principalmente nas curvaturas das tubulações. Esta limitação certamente prejudicou a obtenção de melhores resultados.

5 CONCLUSÕES

Este trabalho buscou descrever e quantificar, numa primeira instância, o ruído proveniente do dispositivo de expansão de um refrigerador doméstico típico e desenvolver um modelo vibro-acústico do seu evaporador. Os testes experimentais para a determinação dos níveis de potência sonora evidenciaram a importância da pulsação do gás no evaporador na composição do ruído global do refrigerador. Na faixa de frequência entre 200 Hz e 400 Hz, o ruído global é da ordem de 34 dB(A) enquanto que o ruído devido somente à expansão do gás da ordem de 29 dB(A).

Os testes experimentais, além de salientarem a relevância do fenômeno da expansão, evidenciaram a faixa de frequência na qual esse fenômeno ocorre, informação que se mostrou essencial para a concepção de modelos numéricos passíveis de manipulação.

A propagação de ondas acústicas em escoamentos bifásicos mostra-se uma vertente relevante no estudo da caracterização das estruturas dos escoamentos, uma vez que diferentes padrões associam-se a diferentes velocidades de propagação e atenuação acústica. As comparações com modelos numéricos indicam que modelos analíticos relativamente simples conseguem quantificar bem tais características. O uso de transdutores de pressão, aliados a tais modelos, podem ser usados na mensuração de grandezas difíceis de serem avaliadas, como a fração de vazio em um escoamento bifásico.

Os espectros tempo/frequência obtidos pelos diferentes transdutores são semelhantes, mostrando um caminho de propagação através das variações de pressão, das vibrações da parede da tubulação, das vibrações do gabinete até o ruído final irradiado. Na impossibilidade do desenvolvimento de um modelo vibro-acústico capaz de prever a irradiação final do gabinete completo, a simulação de parte do caminho de propagação de energia, nesse caso, a pulsação do gás excitando as paredes da tubulação, se mostra uma alternativa plausível no estudo do controle de vibrações e ruído.

O modelo numérico empregado possui muitas limitações, principalmente na representação do escoamento. A simplificação do escoamento em mudança de fase para a de um fluido homogêneo fez-se necessária para facilitar a modelagem. A gradual diminuição da velocidade do som e da densidade efetiva da mistura, resultante do processo de evaporação do fluido, poderia ser representada pela atribuição de diferentes propriedades aos elementos do modelo ao longo do trocador de calor, condição esta que, embora factível, é muito dispendiosa. A consi-

deração de que todo o fluido possui a mesma velocidade do som é justificável, de acordo com as considerações apresentadas acerca da composição de um meio efetivo a partir de duas fases distintas indicadas no Capítulo 2, onde notou-se que a menor quantidade de fase gasosa no escoamento é suficiente para uma considerável redução na velocidade do som.

Os modelos numéricos surgem como uma alternativa interessante no desenvolvimento de novos produtos. Apesar de serem apresentadas apenas duas modificações possíveis (aumento da espessura da parede e substituição do alumínio pelo cobre na serpentina), pôde-se notar que o modelo numérico pode servir de guia para melhor direcionar qualquer outro tipo de mudança que se queira, sem a necessidade de construírem-se protótipos para testes experimentais.

5.1 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Os testes realizados para a concepção deste trabalho contaram com o uso de um sistema de refrigeração doméstico típico, impossibilitando o controle dos fenômenos importantes, como, por exemplo, o padrão de escoamento ao longo do trocador de calor. Também, o uso do sistema de refrigeração completo implica em um evaporador de geometria relativamente complexa, difícil de ser representado com fidelidade. O desenvolvimento de bancadas, semelhantes à proposta no trabalho de HAN, JEONG e KIM (2010 e 2011), que possibilitem o maior controle do escoamento facilitaria a validação de modelos.

Grande parte da revisão sobre a propagação de ondas em escoamentos bifásicos carece de validação experimental. A validação possibilitaria o desenvolvimento de ferramentas extremamente úteis não só na área de refrigeração, mas em qualquer outra aplicação que envolva o escoamento de misturas bifásicas, como por exemplo, linhas de bombeamento de petróleo, que inevitavelmente contém uma significativa parcela de água e gás misturados ao produto quando extraído, sendo o conhecimento da composição da mistura um fator importante na otimização do processo.

Uma forma de conceber um modelo vibro-acústico mais fidedigno seria, ao invés de entrar com dados referentes apenas à variação de pressão na entrada do evaporador, a inclusão direta da oscilação de pressão em outros pontos do evaporador, com o uso de um maior número de transdutores instalados ao longo do trocador. Os esforços internos sobre as paredes do evaporador seriam assim, melhor representados.

O gabinete é o radiador final de ruído para o ambiente, sendo a forma como o evaporador é nele fixado, uma variável importante no controle de ruído, que deve ser estudada.

Por fim, ressalta-se a importância do desenvolvimento de modelos numéricos mais precisos, principalmente modelos capazes de descreverem a evaporação do gás ao longo do trocador, bem como, capazes de descrever o escoamento na descarga do tubo capilar.

REFERÊNCIAS

A. LOCK, J.; GOUESBET, G. Generalized Lorenz–Mie theory and applications. **Journa lof Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, 110, 2009. 800-807.

ABNT - ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS. **NBR 13910-1 - Diretrizes de ensaios para a determinação de ruído acústico de aparelhos eletrodomésticos e similares - Parte 1: Requisitos gerais**. Rio de Janeiro, p. 20. 1997.

ABNT - ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS. **NBR 13910-2-1 - Diretrizes de ensaios para a determinação de ruído acústico de aparelhos eletrodomésticos e similares - Parte 2: Requisitos particulares para refrigeradores, congeladores e similares**. Rio de Janeiro, p. 5. 1997.

ALLEGRA, J. R.; HAWLEY, S. A. Attenuation of Sound in Suspensions and Emulsions: Theory and Experiments. **Journal of the Acoustical Society of America**, 51, n. 5, 1972. 1545-1564.

BLACKSTOCK, D. T. **Fundamentals of Physical Acoustics**. New York: Wiley-Interscience, 2000.

COLLIER, J. G.; THOME, J. R. **Convective Boiling and Condensation**. 3a Edição. ed. New York: Oxford University Press Inc., 1994.

CONSELHO NACIONAL DO MEIO AMBIENTE. Resolução nº 2 de 8 de março de 1990. Dispõe sobre o Programa Nacional de Educação e Controle da Poluição Sonora. **Diário Oficial da União**, 2 Abril 1990. p. 6408.

DIJK, P. J. V. **Acoustics of Two-Phase Pipe Flows**. University of Twente. Enschede, p. 135. 2005.

DURAI SWAMI, R.; PRABHUKUMAR, S.; CHAHINE, G. L. Bubble counting using an inverse acoustic scattering method. **Journal of Acoustical Society of America**, 104, n. 5, 1998. 2699-2717.

EPE - EMPRESA DE PESQUISA ENERGÉTICA. **Avaliação da eficiência energética na indústria e nas residências no horizonte decenal (2010-2019)**. EPE. Rio de Janeiro. 2010.

EPSTEIN, P. S.; CARHART, R. R. The Absorption of Sound in Suspensions and Emulsions. I. Water Fog in Air. **Journal of the Acoustical Society of America**, 25, n. 3, 1953. 553-565.

FOX, R. W.; MCDONALD, A. T. **Introdução à Mecânica dos Fluidos**. 5a Edição. ed. Rio de Janeiro: LTC - Livros Técnicos e Científicos Editora S. A., 2001.

HAN, H. S. et al. Reduction of the refrigerant-induced noise from the evaporator-inlet pipe in a refrigerator. **International Journal of Refrigeration**, n. 33, 2010. 1478-1488.

HAN, H. S.; JEONG, W. B.; KIM, M. S. Frequency characteristics of the noise of R600a refrigerant flowing in a pipe with intermittent flow pattern. **International Journal of Refrigeration**, n. 34, 2011. 1497-1506.

HERMES, C. J. L. **Uma Metodologia para a Simulação Transiente de Refrigeradores Domésticos**. Universidade Federal de Santa Catarina. Florianópolis, p. 297. 2006.

JEON, J. Y.; YOU, J.; CHANG, H. Y. Sound radiation and sound quality characteristics of refrigerator noise in real living environments. **Applied Acoustics**, 68, 2007. 1118-1134.

LENTZ, W. J. Generating Bessel functions in Mie scattering calculations using continued fractions. **Applied Optics**, 15, n. 3, 1976. 668-671.

LIGHTHILL, M. J. On Sound Generated Aerodynamically. I. General Theory. **Proceedings of the Royal Society A**, Londres, n. 211, 1952. 564-587.

LIGHTHILL, M. J. On Sound Generated Aerodynamically. II. Turbulence as a Source of Sound. **Proceedings of the Royal Society A**, n. 222, 1954. 1-32.

MSC SOFTWARE CORPORATION. **Advanced Dynamic Analysis User's Guide**. [S.l.], p. 325. 2004.

NAGENGAST, B. A. History of Sealed Refrigeration Systems. **ASHRAE Journal**, Janeiro 1997. 44-52.

POWELL, A. On the Mechanism of Choked Jet Noise. **Proceedings of the Physical Society B**, n. 66, 1953. 1039-1057.

SELLI, M. F. **Identificação de Padrões de Escoamento Horizontal Bifásico Gás-Líquido Através de Distribuição Tempo-Frequência e Redes Neurais**. Universidade Federal de São Carlos. São Carlos, p. 106. 2007.

SPELT, P. D. M. et al. Attenuation of sound in concentrated suspensions: theory and experiments. **Journal of Fluid Mechanics**, 430, 2001. 51-86.

TAKUSHIMA, A. et al. Fan Noise Reduction of Household Refrigerator. **IEEE Transactions on Industry Applications**, 28, n. 2, 1992. 287-292.

TEMKIN, S. Sound speeds in suspensions in thermodynamic equilibrium. **Physics of Fluids A**, 4, n. 11, 1992. 2399-2409.

TIJDEMAN, H. on the Propagation of Sound Waves in Cylindrical Tubes. **Journal of Sound and Vibration**, n. 39, 1975. 1-33.

TSUJIUCHI, N. et al. Vibration and Noise Reduction of Household Refrigerator Using Modal Component Synthesis Technique. **International Compressor Engineering Conference**, 640, 1988. 917-924.

WYLEN, G. V.; SONNTAG, R.; BORGNAKKE, C. **Fundamentos da Termodinâmica Clássica**. 4a Edição. ed. São Paulo: Edgar Blücher LTDA, 1995.